ELEMENTARE GRUNDLAGEN DER KERNPHYSIK

Werner Espe

Arno Kuhn



ELEMENTARE GRUNDLAGEN DER KERNPHYSIK

EINE ZUSAMMENSTELLUNG IHRER WICHTIGSTEN BEGRIFFE, GESETZMÄSSIGKEITEN, EXPERIMENTELLEN GERÄTE UND TECHNISCHEN ANWENDUNGEN

VON

WERNER ESPE UND ARNO KUHN

Dr. rer. nat., Professor an der Technischen Hochschule Bratislava

Verein f. chem. u. metallurg. Produktion Nationalunternehmen Ústí n. L.

MIT 110 ABBILDUNGEN

3., BEARBEITETE UND ERGÄNZTE AUFLAGE



LEIPZIG 1961

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT

GEEST & PORTIG K.-G.

Printed in Germany · Lizenz-Nr. 276 - 105/76/61
Druck: (IV/5/1) Paul Dünnhaupt, Köthen L 123/60

Vorwort zur ersten Auflage

Obwohl kernphysikalische Probleme und Betrachtungen heute im Mittelpunkt des allgemeinen Interesses stehen, findet man bei unseren Technikern, soweit sie nicht Spezialisten sind, häufig eine auffallend mangelhafte oder lückenhafte Kenntnis dieses Gebietes und selbst bei Spezialarbeitern oft eine mnemotechnisch wenig günstige „innere Ordnung" ihres Einzelwissens.

Dies ist nicht verwunderlich, wenn man bedenkt, daß in die verwirrende Mannigfaltigkeit dieses Gebietes erst vielfach in allerletzter Zeit Ordnung und Klarheit gebracht werden konnte und daß die ungeheuer angeschwollene Literatur über kernphysikalische Arbeiten verstreut und dazu noch meist schwer zugänglich ist. Die über dieses Gebiet erschienenen zusammenfassend berichtenden Bücher setzen, soweit sie nicht überhaupt veraltet sind, teils viel zu viel Spezialkenntnisse voraus, teils behandeln sie als „Einführungen" das Thema so oberflächlich, daß sich auf diese Weise ein an Systematik gewöhnter Techniker kein klares Bild von den Zusammenhängen machen kann, wenn er neben seiner sonstigen Arbeit nicht Zeit für ein monatelanges Spezialstudium aufbringen kann.

Wir haben daher in der vorliegenden Arbeit den bescheidenen Versuch unternommen, unter Fortlassung aller nicht unbedingt erforderlichen Einzelheiten in systematischer und — wie wir hoffen — didaktisch übersichtlicher Weise die Grundelemente der Kernphysik, d. h. ihre wichtigsten Begriffe und Gesetzmäßigkeiten, zusammenzustellen und zu erläutern. Wir haben uns dabei also in der Hauptsache von dem Ziele leiten lassen, unseren technischen und wissenschaftlich arbeitenden Kollegen ein leicht faßliches Nachschlagewerk und Rüstzeug zum weiteren Eindringen in dieses Gebiet in die Hand zu geben, hoffen aber, daß auch der kundige Spezialist bei seiner Arbeit von den gebotenen Formeln, Diagrammen und Zahlenwerten[1]) unseres kleinen „kernphysikalischen Kompendiums" mit Nutzen Gebrauch machen wird.

---

[1]) Bei allen Zahlenangaben waren wir bemüht, die neuesten Werte zu benutzen, soweit sie uns zugänglich waren, wobei aber zu berücksichtigen ist, daß die Angaben der einzelnen Quellen oft erheblich differieren.

Wir dürfen in diesem Zusammenhange auf die gleichzeitig und im gleichen Verlage erschienene Monographie: V. KMENT und A. KUHN „Das GEIGER-MÜLLER-Zählrohr, Aufbau, Schaltung und Handhabung“[1]) hinweisen, für die das vorliegende Bändchen die Grundlagen gebildet hat.

Um die Lektüre ausländischer Literatur zu erleichtern und willkürliche Übertragungen von Spezialausdrücken bei Übersetzungen von Arbeiten dieses Gebietes zu vermeiden, wurden Fachwortzusammenstellungen in deutscher, russischer, englischer und französischer Sprache beigefügt, wobei wir Herrn Dr. DJADKOV für die Zusammenstellung des russischen Wörterbuches zu danken haben. Der Leser, der sich besonders für theoretische Fragen interessiert, wird auf die wichtigsten Arbeiten der letzten Zeit, insbesondere im Zusammenhang mit dem Schalenmodell, verwiesen, die im Literaturverzeichnis angeführt sind und deren Autoren im Text genannt werden. Wir sind uns sehr wohl gewisser Unzulänglichkeiten bewußt, die vor allem durch die Schwierigkeit der Bearbeitung eines so großen Gebietes auf beschränktem Raum bedingt waren, nehmen daher kritische Bemerkungen und Anregungen unserer Leser gern entgegen, um sie bei einer eventuellen Neuauflage berücksichtigen zu können.

Prag, den 15. 2. 1954

W. ESPE A. KUHN

Vorwort zur zweiten Auflage

Nachdem die 1. Auflage kurz nach ihrem Erscheinen vergriffen war, haben wir uns bei der jetzt vorliegenden 2. Auflage unter Beibehaltung der früheren Stoffeinteilung bemüht, entsprechend den an uns herangetragenen Wünschen aus dem Leserkreis auch Fragen der experimentellen Kernphysik und praktische Anwendungen der Kernphysik zu behandeln.

Dementsprechend wurde eine Reihe neuer Kapitel eingefügt, und zwar über Teilchenbeschleuniger (Kap. B 6), Kernreaktoren (Kap. D 11), Atomwaffen (Kap. D 12), Anwendungen von radio-

[1]) Erschienen in der von Herrn Prof. R. SEWIG herausgegebenen Sammlung „Technisch-physikalische Monographien“, Leipzig 1953 (vergriffen). Die zweite Auflage ist erweitert unter dem Titel „Technik des Messens radioaktiver Strahlung“ im gleichen Verlag erschienen.

aktiven Isotopen (Kap. D 13) und Geräte zur Messung der Radioaktivität (Kap. E 6). Außerdem wurde eine kurze Behandlung des Massenspektrographen in Kap. A 2 gebracht und das Kap. E 5 über Strahlenschutz wesentlich erweitert. Das Kap. F 1 über Höhenstrahlung wurde dem heutigen Stand der Kenntnis angepaßt und der Tabellen-Anhang um 2 weitere Tabellen bereichert. Ferner ist die Isotopen-Tabelle H 4 unter Berücksichtigung neuerer Literatur vollkommen überarbeitet worden. Auch das Literaturverzeichnis und die Dokumentationsangaben wurden wesentlich ergänzt.

Frl. M. NOVOTNÁ haben wir für Ausführung der zahlreichen neuen Zeichnungen, Frau M. ESPE-ZÁMOSTNÁ für die Durchführung der Korrekturarbeiten bestens zu danken. Dem Verlage sind wir für die sorgfältige Ausführung der neuen Auflage und für jederzeitiges verständnisvolles Entgegenkommen verbunden.

Prag und Bratislava, im Januar 1957

W. ESPE A. KUHN

Vorwort zur dritten Auflage

Der Umstand, daß auch die zweite Auflage in verhältnismäßig kurzer Zeit ihren Leserkreis gefunden hat, glauben die Verfasser als Bestätigung auffassen zu dürfen, daß Form und Inhalt dieser elementaren Einführung einigermaßen richtig gewählt waren.

Die schnelle Weiterentwicklung machte es jedoch erforderlich, manche Kapitel zu überarbeiten und einige Ergänzungen einzufügen. Insbesondere wurde etwas auf die Theorie der Reaktoren eingegangen und ein Überblick über den heutigen Stand der thermonuklearen Geräte gegeben. Entsprechend herangetragenen Wünschen wurde ferner ein historisch-chronologischer Überblick über die Entwicklung der Kernphysik zusammengestellt und das Literaturverzeichnis ergänzt.

Dem Verlage haben wir wiederum für sorgsame Arbeit zu danken.

Ústí und Bratislava, im August 1960

W. ESPE A. KUHN



Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Kernphysikalische Vorgänge, d. h. Prozesse, die sich innerhalb der — bei Beginn dieses Jahrhunderts noch als unteilbar angesehenen — Atomkerne abspielen, manifestieren sich nach außen durch die Wirkungen von Strahlen korpuskularer und elektromagnetischer Art.

Um den natürlichen und künstlichen radioaktiven Zerfall und die dabei auftretenden Strahlungsvorgänge verstehen zu können, erscheint es uns erforderlich, sich zunächst mit dem Aufbau der Atomkerne zu befassen (Kap. A). Sodann behandeln wir den Zerfall bzw. die Spaltung der Atomkerne und die bei Kernprozessen auftretenden Korpuskular- und Gamma-Strahlen (Kap. B), für deren Nachweis uns heute zahlreiche Mittel wie Geiger-Müller-Zähler, Proportional-Zähler, Ionisationskammern, Szintillations-Zähler (in Verbindung mit Photovervielfachern), Wilson-Nebelkammern und Photo-Emulsionen zur Verfügung stehen. Nach einer Besprechung der natürlichen Radioaktivität (Kap. C) können wir uns dann der künstlichen Radioaktivität und ihren technischen Anwendungen (Kap. D) zuwenden, um schließlich die Maßeinheiten der Radioaktivität (Kap. E) mit ihren Definitionen, Umrechnungen und den oben aufgezählten Meßgeräten zu behandeln. Den Abschluß unserer Betrachtungen bilden schließlich die Erscheinungen der Höhenstrahlung (Kap. F), die ihren Ursprung kernphysikalischen Vorgängen im Weltall verdankt.

Auf diese Weise scheint uns eine zwanglose Disposition des folgenden kleinen „kernphysikalischen Kompendiums“ gegeben.

A. Der Aufbau der Atomkerne[1])

A 1. Allgemeiner Überblick, Bezeichnungen

Jedes neutrale, also nicht ionisierte *Atom* besteht aus einem *Atomkern* und aus einer charakteristischen, durch die positive Ladung des Kernes festgelegten Anzahl von *Elektronen*, die in Bahnen auf bestimmten Elektronen-„Schalen“ den Atomkern umkreisen. Die *Ordnungszahl* Z gibt die Anzahl dieser Bahnelektronen an und bestimmt den chemischen Charakter des Atoms.

Der Atomkern selbst ist aufgebaut aus: N *Neutronen* + Z *Protonen* $= A$ Masseteilchen oder *Nukleonen*.

Die Kernprotonenzahl Z stimmt mit der Ordnungszahl Z des Atoms überein, da ja im neutralen Atom die gesamte positive Kernladung $Z \cdot e$ der Z Kernprotonen durch die gesamte negative Schalenladung $Z \cdot e$ der Z Schalenelektronen zu Null kompensiert werden muß.

Atome aus Kernen mit derselben Protonenzahl Z (also derselben Ordnungszahl Z und damit demselben chemischen Charakter), aber mit anderer Kern-Neutronen-Zahl N (also anderer Nukleonenzahl $N + Z = A$ und damit anderem Atomgewicht) werden *Isotope* genannt (vgl. auch Tab. A 4/1). Chemisch sind die Isotope eines Elementes also nicht voneinander zu unterscheiden[2]), wohl aber durch Bestimmung ihrer Masse im Massenspektrographen (s. a. Kap. A 2, insbes. Abb. 3).

Die Kennzeichnung eines Atoms X mit der Ordnungszahl Z und der Nukleonenzahl A erfolgt entweder nach dem Schema: ${}^{A}_{Z}X$ oder nach dem Schema: ${}_{Z}X^{A}$, wo X das Atomsymbol (z. B. Na, H, C) ist. Einige wichtigste Beispiele sind in der Tab. A 1/1 verzeichnet. Die Tabelle enthält auch in ihrer letzten Spalte Spezialabkürzungen, die üblich sind, wenn die betreffenden Teilchen für Kernreaktionen als Geschosse benutzt werden oder — beim spontanen Atomzerfall — als Korpuskularstrahlen auftreten. Die meisten in der Natur vorkommenden chemischen Elemente sind Mischungen aus verschiedenen Isotopen.

---

[1]) Die wichtigsten Eigenschaften der Elementarteilchen selbst, aus denen der Atomkern aufgebaut ist oder die bei radioaktiven Prozessen eine Rolle spielen, sind in der Tab. H 1 im Anhang zusammengestellt.

[2]) Wenn man von den sogenannten Austauschreaktionen absieht.

A 1/1. Symbole für Isotope und kleinste Masseteilchen

Z = Ordnungszahl, A = Z + N = Nukleonen-Zahl (auch *Massen-* oder *Isotopen-Nummer* genannt)

Bezeichnung	Symbol $^{A}_{Z}X$	Nebensymbol (als Geschoß oder Strahl)
Sauerstoff-Isotop 16	$^{16}_{8}O$	
Sauerstoff-Isotop 18	$^{18}_{8}O$	
Helium-Isotop 4	$^{4}_{2}He$	
α-Teilchen (Helion)	$^{4}_{2}He^{++}$	α
Wasserstoff-Isotop 3, Tritium . . .	$^{3}_{1}H = ^{3}_{1}T$	t, $^{3}_{1}t$
Schwerer Wasserstoff, Deuterium, Wasserstoff-Isotop 2 . .	$^{2}_{1}H = ^{2}_{1}D$	
Deuteron (Deuton)	$^{2}_{1}H^{+} = ^{2}_{1}D^{+}$	d, $^{2}_{1}d$
leichter Wasserstoff, Protium, Wasserstoff-Isotop 1 . .	$^{1}_{1}H$	
Proton	$^{1}_{1}H^{+}$	p, $^{1}_{1}p$
Neutron	$^{1}_{0}n$	n
Elektron (Negatron) . . .	$^{0}_{-1}e$	β^{-}, e^{-}, $^{0}_{-1}e$
Positron	$^{0}_{+1}e$	β^{+}, e^{+}, $^{0}_{+1}e$
Meson μ	$^{+}\mu$, $^{-}\mu$	μ^{+}, μ^{-}
Meson π	$^{+}\pi$, $^{-}\pi$	π^{+}, π^{-}

A 2. Massendefekt, Bindungsenergie, Packungsanteil

Die Masse M_k eines Atomkernes läßt sich nicht ohne weiteres aus der Summe der ihn zusammensetzenden N Neutronen mit der Masse m_n und Z Protonen mit der Masse m_p errechnen, weil sie erfahrungsgemäß um einen kleinen Betrag geringer ist als diese Summe. Die Differenz zwischen der Masse aller einzelnen Nukleonen $N \cdot m_n + Z \cdot m_p$ und der Masse M_k des zusammengesetzten Kernes wird als *Massendifferenz* oder *Massendefekt* δM bezeichnet:

$$\delta M = N \cdot m_n + Z \cdot m_p - M_k, \qquad \text{(A 2/1)}$$

wobei alle Massen üblicherweise in ME (sog. Masseneinheiten)[1]) angegeben werden.

Berechnet man den Massendefekt nicht aus der Kernmasse M_k, sondern aus der Masse M_{Isotop} des gesamten neutralen ungeladenen Isotops, so muß natürlich die Gesamtmasse der Schalenelektronen $Z \cdot m_e$ (m_e = Masse eines Elektrons in ME) berücksichtigt werden, und es ergibt sich somit der Massendefekt δM [in ME] aus der Beziehung

$$\delta M = N \cdot m_n + Z(m_p + m_e) - M_{\text{Isotop}}, \qquad \text{(A 2/2)}$$

wo wieder N die Anzahl der Kernneutronen, Z die Anzahl der Kernprotonen oder die Ordnungszahl des Atoms, m_n [ME] die Masse eines Neutrons, m_p [ME] die Masse eines Protons, m_e [ME] die Masse eines Elektrons und M_{Isotop} [ME] die Gesamtmasse des neutralen Isotops sind, was insgesamt zahlengleich ist mit dem rel. Atomgewicht[2]). Da nach EINSTEIN zwischen der Energie E [erg] und der Masse m [g] die Beziehung besteht

$$E = m \cdot c^2, \qquad \text{(A 2/3)}$$

wo c [cm/s] die Lichtgeschwindigkeit ist, so kann man entsprechend aus dem Massendefekt δM [g] die *sogenannte Bindungsenergie* $E_{\delta M}$ [erg] berechnen nach:

$$E_{\delta M} = \delta M \cdot c^2. \qquad \text{(A 2/4)}$$

Die auf das einzelne Kernaufbauteilchen (Nukleon) bezogene Bindungsenergie $\delta M/A$ wird als *durchschnittliche Bindungsenergie* bezeichnet. Es ist üblich, diese Bindungsenergie nicht in erg, sondern in Masseneinheiten (ME) bzw. in Tausendstel Masseneinheiten (TME $= 10^{-3}$ ME) oder in MeV $= 10^6$ eV anzugeben. Zur Erleichterung der Umrechnung diene folgende Umrechnungstabelle A 2/5 (vgl. auch Tab. H 2 „Energie-Massen-Äquivalente“ S. 198).

---

[1]) Unter 1 ME = 1 Massen-Einheit versteht man die Masse eines Atomes von dem fiktiven Atomgewicht 1, also die „Atomgewichtseinheit“. Diese beträgt in der physikalischen Skala, d. h. wenn man das Atomgewicht des Sauerstoff-Isotops $^{16}_{8}O = 16{,}000$ setzt, $1{,}66035 \cdot 10^{-24}$ g (vgl. auch Tab. H 2). Man kann also beispielsweise sagen:

Das rel. Atomgewicht des Protons beträgt 1,00757,
oder: das Proton hat eine Masse von 1,00757 ME,
oder: das Proton hat eine Masse von $1{,}00757 \cdot 1{,}66035 \cdot 10^{-24}$ g = ca. $1{,}67 \cdot 10^{-24}$ g.

[2]) Beispiel: Das Sauerstoffisotop $^{16}_{8}O$ mit der Ordnungszahl $Z = 8$ und der Nukleonenzahl $A = 16$ besteht aus 8 Neutronen + 8 Protonen + 8 Schalenelektronen. Seine Gesamtmasse errechnet sich daher aus:
$8 \cdot 1{,}00895 + 8 \cdot 1{,}00757 + 8 \cdot 5{,}4862 \cdot 10^{-4}$ — Massendefekt δM ($\delta M = 0{,}13655$) = 16,000 ME.

A 2/5. Umrechnungen für Einheiten der Bindungsenergie (Energie-Massen-Äquivalente)

	ME	TME	g	MeV = 10^6 eV	erg	kWh
1 ME[1]) .	1	10^3	$1{,}66 \cdot 10^{-24}$	931,2	$1{,}49 \cdot 10^{-3}$	$4{,}15 \cdot 10^{-17}$
1 TME[2])	10^{-3}	1	$1{,}66 \cdot 10^{-27}$	0,931	$1{,}49 \cdot 10^{-6}$	$4{,}15 \cdot 10^{-20}$
1 g . . .	$6 \cdot 10^{23}$	$6 \cdot 10^{26}$	1	$5{,}61 \cdot 10^{26}$	$8{,}99 \cdot 10^{20}$	$2{,}5 \cdot 10^{7}$
1 MeV = 10^6 eV	$1{,}07 \cdot 10^{-3}$	1,07	$1{,}78 \cdot 10^{-27}$	1	$1{,}6 \cdot 10^{-6}$	$4{,}45 \cdot 10^{-20}$
1 erg . .	670,4	$6{,}7 \cdot 10^{5}$	$1{,}11 \cdot 10^{-21}$	$6{,}25 \cdot 10^{5}$	1	$2{,}8 \cdot 10^{-14}$
1 kWh .	$2{,}4 \cdot 10^{16}$	$2{,}4 \cdot 10^{19}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$2{,}25 \cdot 10^{19}$	$3{,}6 \cdot 10^{13}$	1

Die durchschnittliche Bindungsenergie $\delta M/A$ besteht aus drei Komponenten, der *Volumenenergie V*, der *Oberflächenenergie O* und der COULOMB*schen Energie C*. Der Gang dieser drei Komponenten und der resultierenden ***durchschnittlichen Bindungsenergie*** ist aus der folgenden Abb. 1 ersichtlich, in der auch der sog. „*Packungsanteil*" P eingetragen ist. Hierunter versteht man das Verhältnis:

$$P = \frac{M_k - A}{A}, \qquad \text{(A 2/6)}$$

wo M_k [ME] wieder die Kernmasse und A die Gesamtzahl der den Kern aufbauenden Nukleonen (= Neutronen + Protonen) sind. Da für den Kern des Sauerstoffisotops $^{16}_{8}O$ die Kernmasse $M_k = 16{,}0$ ME und $A = 16$ sind, so ergibt sich also für dieses Sauerstoffisotop $P = 0$.

Die Wirkung der drei Komponenten selbst ist an Hand der schematischen Abb. 2 etwa wie folgt zu verstehen: Wenn man sich den Atomkern als Tröpfchenmodell vorstellt und die Kernbestandteile in dichter Kugelpackung gepackt sind, haben sie je 12 Nachbarn. Bezeichnet man die Bindungsenergie zwischen zwei Teilchen mit U_0 [TME], so werden beim Einbringen eines neuen Teilchens $\frac{12}{2} U_0 = 6\, U_0$ befreit. Dies ist die *Volumenenergie V*. Um hieraus die durchschnittliche Bindungsenergie $\delta M/A$ zu erhalten, sind von dieser Volumenenergie V die *Oberflächenenergie O* und die COULOMB*sche Energie C* abzuziehen. Da der Radius des Tröpfchens mit $A^{1/3}$ wächst, die Oberfläche und damit die Zahl der an der Oberfläche befindlichen Nukleonen also mit $A^{2/3}$ zunimmt, so ist der Beitrag der Oberflächen-

[1]) 1 ME = 1 Massen-Einheit: Definition siehe dieses Kap. A 2, S. 4, Fußnote [1]).

[2]) 1 TME = 1 Tausendstel Massen-Einheit.

Abb. 1. Abhängigkeit der durchschnittlichen Bindungsenergie $\delta M/A$ und ihrer Komponenten Volumenenergie V, Oberflächenenergie O, COULOMBsche Energie C von der Nukleonenzahl $A = N + Z$. Rechte Skala: Packungsanteil P in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl A

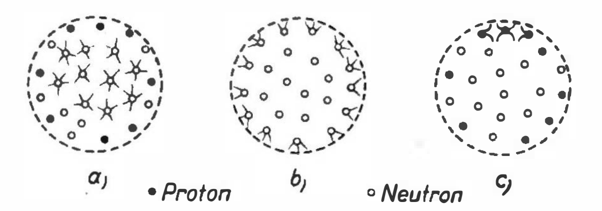


Abb. 2. Die Komponenten der Bindungsenergie $\delta M/A$ schematisch dargestellt: a) Volumenenergie V, b) Oberflächenenergie O, c) COULOMBsche Energie C

energie $\frac{K_0 \cdot A^{2/3}}{A} = K_0 \cdot A^{-1/3}$, wo K_0 eine Konstante ist. Die elektrostatische oder COULOMBsche Energie C wird ausgedrückt durch $K_c \cdot A^{2/3}$, wobei K_c eine andere Konstante ist. Demnach ergibt sich für die gesamte durchschnittliche Bindungsenergie der Ausdruck

$$\frac{\delta M}{A} = V - O - C = 6\,U_0 - K_0\,A^{-1/3} - K_c\,A^{2/3}. \qquad \text{(A 2/7)}$$

Auch ohne Kenntnis des Massendefektes kann die Masse M_{Isotop} [in ME] eines Isotops aus seiner Nukleonenzahl A und seiner Ordnungszahl Z durch folgende halbempirische Formel berechnet werden:

A 2/8. Werte von Δ zur Berechnung der Masse eines Isotops nach Gl. (A 2/9)

Nukleonenzahl A	Ordnungszahl Z	Wert für Δ
ungerade	gerade	0
ungerade	ungerade	0
gerade	gerade	$\frac{-0{,}036}{A^{3/4}}$ [1]
gerade	ungerade	$\frac{+0{,}036}{A^{3/4}}$ [1]

$$M_{\text{Isotop}} = 0{,}99389\,A - 0{,}00081\,Z + 0{,}014\,A^{2/3} + 0{,}000\,627 \cdot \frac{Z^2}{A^{2/3}}$$
$$+ 0{,}083 \cdot \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \Delta, \qquad \text{(A 2/9)}$$

dabei bedeutet Δ eine Zahl, die, je nachdem A oder Z gerade oder ungerade ist, aus der Tab. A 2/8 zu entnehmen ist.

Einige genaue Zahlenangaben über die Isotopenmasse M_{Isotop} und die Größe des Massendefektes δM enthält die folgende Tab. A 2/10.

Zur Bestimmung der genauen Isotopenmassen und der Häufigkeit von Isotopen werden Massenspektrographen benutzt. Die zu untersuchende Substanz wird, soweit sie nicht schon im Gaszustand vorliegt, erst verdampft und dann in einer Ionenquelle ionisiert, die Ionen werden abgesaugt und im Vakuum beschleunigt, so daß alle Ionen praktisch dieselbe kinetische Energie besitzen. Danach werden diese „monoenergetischen" Ionen im elektrostatischen und magnetischen Felde derartig fokussiert, daß auf einer photographischen Platte Ionen der gleichen Masse Schwärzung in Linienform hervorrufen. Durch Bestimmung der *Lage* der Linien können die Massen der ein-

[1] A = Nukleonenzahl im Kern.

A 2/10. **Zahlenwerte für den Massendefekt δM einiger Isotope der Masse M_{Isotop}**

Isotop	M_{Isotop} ME	δM TME	Isotop	M_{Isotop} ME	δM TME
${}^{2}_{1}H$	2,01472	2,25	${}^{60}_{28}Ni$	59,9498	564,10
${}^{3}_{1}H$	3,01703	8,98	${}^{206}_{82}Pb$	206,0255	1733,0
${}^{3}_{2}He$	3,01701	8,19	${}^{226}_{88}Ra$	226,0856	1847,0
${}^{4}_{2}He$	4,00389	30,34	${}^{227}_{89}Ac$	227,0878	1852,7
${}^{7}_{3}Li$	7,01820	41,95	${}^{230}_{90}Th$	230,0945	1872,1
${}^{8}_{4}Be$	8,00781	60,47	${}^{232}_{90}Th$	232,1009	1883,7
${}^{12}_{6}C$	12,00386	98,55	${}^{231}_{91}Pa$	231,0972	1877,6
${}^{15}_{7}N$	15,00490	123,52	${}^{234}_{92}U$	234,1036	1897,3
${}^{16}_{8}O$	16,00000	136,55	${}^{235}_{92}U$	235,1079	1902,8
${}^{31}_{15}P$	30,9835	284,17	${}^{238}_{92}U$	238,1163	1920,3

zelnen Isotope bestimmt werden, durch Vergleich der *Schwärzung* der einzelnen Linien ist die relative Häufigkeit der Isotope bestimmbar.

Es gibt viele Konstruktionen von Massenspektrographen. In Abb. 3 ist ein Massenspektrograph nach MATTAUCH und HERZOG mit elektro-

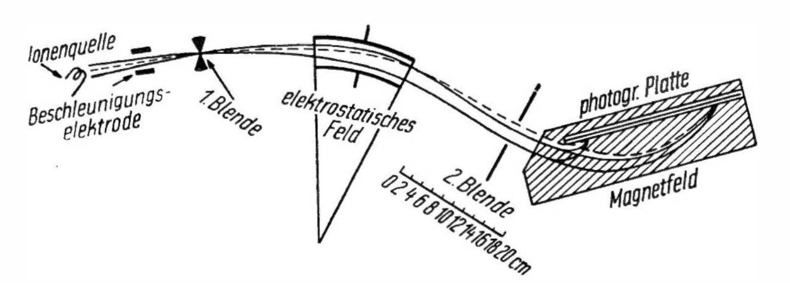


Abb. 3. Zur Methode der Trennung von Isotopen im Massenspektrographen: Schema der Methode mit Doppelfokussierung nach MATTAUCH und HERZOG

statischer und magnetischer Fokussierung schematisch wiedergegeben.

Um Isotope im technischen Maßstabe zu trennen, wird deren unterschiedliches physikalisches Verhalten benutzt. So trennt man z. B. Isotope mit verschiedenen Diffusionskonstanten durch Gasdiffusion (Uran-Isotope beispielsweise in der Form von gasförmigem UF_6). H_2O und D_2O anderseits besitzen verschiedene elektrolytische Zersetzungspotentiale, so daß durch Elektrolyse schweres Wasser angereichert werden kann. H_2 und D_2 wiederum haben verschiedene

Siedepunkte, was heute die günstigste Möglichkeit darstellt, Deuterium durch Verdampfen von flüssigem Wasserstoff zu gewinnen. Ursprünglich wurden Isotope in großen Massenspektrographen getrennt, dabei ist es möglich, wägbare Mengen zu gewinnen[1]).

A 3. Kernmodelle

Gewisse Eigenschaften des Atomkernes können direkt beobachtet werden. Zu ihnen gehören die Masse bzw. Energie (s. Kap. A 2), die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Kernreaktionen (s. Kap. D 1) und bei instabilen Kernen die Lebensdauer τ bzw. die Zerfallskonstante λ (s. Kap. C 1). Andere Eigenschaften können indirekt durch Beobachtung der Wechselwirkung zwischen Atomkern und äußeren elektrischen und magnetischen Feldern bestimmt werden. Es sind dies die elektrische Ladung der Kerne, ihre elektrischen und magnetischen Dipolmomente und Momente höherer Ordnung.

Alle weiteren Eigenschaften sind nicht unmittelbar meßbar, sie können nur theoretisch bestimmt werden. Zu diesen Eigenschaften sind zu rechnen: der Kernradius, die Kernmateriedichte und die Kernladungsdichte, die Kompressibilität und die „Temperatur" des Kerns sowie die Wechselwirkungskräfte im Kern. Die die Kerne aufbauenden Elementarteilchen sowie die sonstigen Elementarteilchen (s. Tab. F 1/1) stehen noch nicht als „Grundbausteine" der Materie fest, viele ihrer Eigenschaften sind bisher noch unsicher oder unbekannt.

Nach der Quantenmechanik hat das Nukleon sowohl Teilcheneigenschaften, d. h. eine Energie E [erg] und einen Impuls p [$\text{g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$], als auch Welleneigenschaften, d. h. eine Frequenz ν [s^{-1}] und Wellenlänge λ [cm]. Nach Planck besteht unter Verwendung des Planckschen Wirkungsquantums h (s. Tab. H 2) die Beziehung

$$E = h \cdot \nu. \qquad \text{(A 3/1)}$$

Nach de Broglie ist der Impuls

$$p = h/\lambda. \qquad \text{(A 3/2)}$$

Diese Eigenschaften sind jedoch dadurch eingeschränkt, daß nach der Unschärferelation von Heisenberg der Ort x und der Impuls p eines

[1]) Bei dem heutigen Stand der Technik kann man ungefähr 1 g Isotopengemisch pro h trennen.

Teilchens mit Unbestimmtheiten Δx und Δp behaftet sind, für die die Beziehung gilt:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geqq \frac{h}{4\pi}. \qquad \text{(A 3/3)}$$

Es besteht heute keine einzige Theorie über den Kernaufbau, die befriedigend die Erklärung bzw. Berechnung sämtlicher Kerneigenschaften und Eigenschaften der Elementarteilchen ermöglicht. Dies ist verständlich, da eine derartige Theorie Quanten- und Relativitätstheorie berücksichtigen und gleichzeitig äußerst komplizierte Vielkörperprobleme lösen müßte, angesichts der Tatsache, daß die schweren Kerne über 200 Nukleonen haben, was nur mit statistischen Methoden möglich ist.

Heute werden in der theoretischen Kernphysik hauptsächlich vier Kernmodelle benutzt, mit deren Hilfe die meisten Eigenschaften und Reaktionen der Atomkerne erklärt und teilweise berechnet werden können: 1. das Tröpfchenmodell, 2. das statistische Modell, 3. das Schalenmodell und 4. das Sandsackmodell.

1. *Das Tröpfchenmodell.* Nach diesem Modell kann man sich den Atomkern als einen kugelförmigen Tropfen einer nichtkomprimierbaren Flüssigkeit mit einer Dichte 10^{14} g/cm^3 vorstellen. Dieses Modell ist dazu geeignet, die Kernmasse zu bestimmen (siehe Kap. A 2,

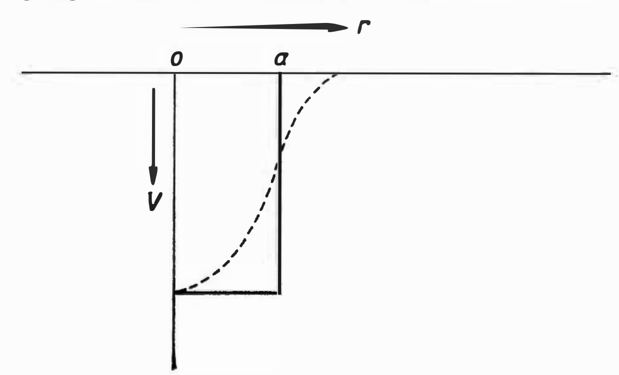


Abb. 4. Verlauf der Potentialenergie V (— — —) des Kernfeldes in Abhängigkeit von der Entfernung r von der Kernmitte (ausgezogene Linie = „Potentialtopf", d. h. ursprünglich angenommener Verlauf des Kernfeldes)

Abb. 2) sowie die Kernspaltung (siehe Kap. D 8) zu erklären. (Nähere Einzelheiten siehe Bohr-Wheeler und Hill-Wheeler.)

2. *Das statistische Kernmodell.* Dieses Modell schreibt den einzelnen Nukleonen im Kern gewisse Impulse zu. Es gestattet unter Verwendung der Fermi-Diracschen Statistik die Wahrscheinlichkeit von

Prozessen vorauszusagen, bei denen Nukleonen genügend große Impulse erhalten, um aus dem Atomkern ausgestoßen zu werden.

3. *Das Schalenmodell* ist heute das wichtigste Kernmodell. Nach diesem Modell bewegen sich die Nukleonen im kugelförmigen „Kernfeld", und zwar in gewissen Schalen ähnlich wie Elektronen um den Atomkern. Der Verlauf der Potentialenergie in diesem Feld geht aus Abb. 4 hervor. Die einzelnen Nukleonen befinden sich auf konkreten, gequantelten Energieniveaus. Auf die Nukleonen wirkt außer den

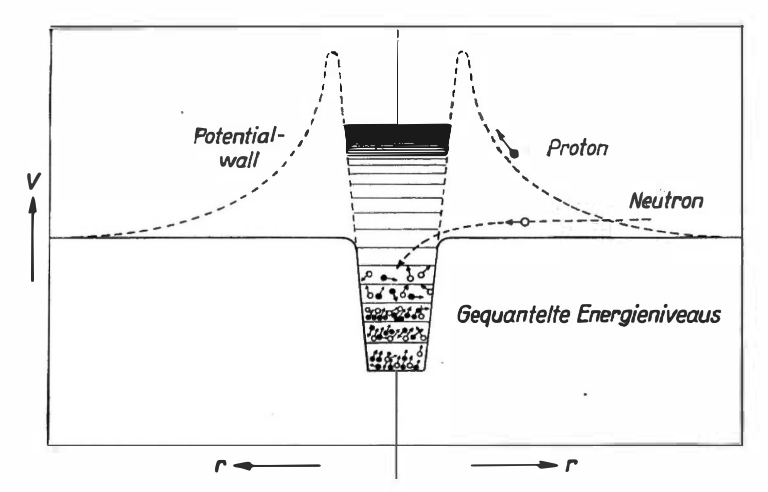


Abb. 5. Energieniveaus des Kernmodells

bekannten Kräften, die die Volumen-, Oberflächen- und COULOMBsche Energie hervorrufen (siehe Kap. A 2), noch eine weitere Kraft, die das Vektorprodukt von Impuls und Entfernung des Nukleons vom Kernmittelpunkt darstellt. Diese Kraft ist weiterhin von der Spin-Orientierung der Nukleonen abhängig, d. h. von der Richtung des Eigendrehimpulses im Verhältnis zur Bewegungsrichtung des Teilchens um die Kernmitte. (Über weitere Einzelheiten des Schalenmodells siehe beispielsweise KORSUNSKIJ.) Die Energieniveaus der Schalenmodelle gehen aus Abb. 5 hervor.

Der Atomkern ist von einem Potentialwall, dem sog. „GAMOW-Wall", umgeben. Die Nukleonen befinden sich teilweise im nichtangeregten Grundzustande, teilweise in verschiedenen angeregten gequantelten Niveaus. Die Nukleonen des höchsten Energieniveaus können α-Zerfall hervorrufen. Der GAMOW-Potentialwall ruft Ablenkung von geladenen Nukleonen oder α-Teilchen in Kernnähe hervor und macht die „Eindringungswahrscheinlichkeit", d. h. den Wir-

kungsquerschnitt von α-Teilchen in den Kern, gering, während er den Neutronen kein Hindernis entgegensetzt (siehe auch Kap. D).

4. *Das Sandsackmodell.* BOHR nahm an, daß ein Atomkern auf ein einfallendes Elementarteilchen hoher Energie ähnlich reagiert wie ein Sandsack auf ein eindringendes Geschoß, das abgestoppt wird und dessen Energie zur Erwärmung der einzelnen Sandkörnchen führt. Die analoge Erwärmung der Nukleonen im Kerne durch ein eindringendes energiereiches Teilchen bedingt eine starke Anregung des Kernes, es werden dann Kernbruchstücke so lange emittiert, bis der restliche Kern sich genügend „abgekühlt" hat. Dieser Prozeß, die sogenannte Kernzersplitterung (s. Kap. F 1) kann als Wirkung der Höhenstrahlung beobachtet werden.

A 4. Isotope, Isotone, Isobare, Isomere

(Vgl. hierzu die Tab. A 4/1)

Es wurde bereits im vorigen Absatz erwähnt, daß Atomkerne mit gleicher Protonenzahl Z (also gleicher Kernladung) und damit gleicher Ordnungszahl Z, aber verschiedener Neutronenzahl N und damit verschiedenem Atomgewicht, *Isotope* genannt werden und sich wegen des gleichen Z chemisch nicht voneinander unterscheiden. Entsprechend faßt man Atomkerne, die die gleiche Anzahl N von Neutronen, aber verschiedene Anzahl Z von Protonen

A 4/1. Zur Definition der Begriffe Isotope, Isobare, Isotone und Isomere

Nr.	Bezeichnung	Neutronenzahl N	Protonenzahl Z	Nukleonenzahl A	Bemerkung
1	Isotope	variabel	konst.	variabel	
2	Isotone	konst.	variabel	variabel	
3	Isobare	variabel	variabel	konst.	
4	Isomere	konst.	konst.	konst.	[1])

besitzen, sich also infolge des verschiedenen Z auch chemisch unterscheiden, unter der Gruppenbezeichnung „*Isotone*" zusammen. Kerne, bei denen zwar die Anzahl Z von Protonen und die Anzahl N von Neutronen jede für sich variiert, aber die Summe $Z + N = A$, also die Nukleonenzahl und damit das Atomgewicht, im wesentlichen konstant bleiben, werden unter der Gruppenbezeichnung „*Isobare*"

[1]) Unterscheiden sich nur durch verschieden angeregte Kernenergie-Zustände (vgl. Abb. 25 S. 43).

zusammengefaßt. Isobare sind selbstverständlich wegen der verschiedenen Ordnungszahl Z Vertreter verschiedener chemischer Elemente. Dagegen sind die sog. *Isomere* (vgl. 4. Zeile der Tab. A 4/1) Atomkerne, die sich weder durch A noch Z noch N unterscheiden, chemisch wieder nicht unterscheidbare Vertreter eines Isotopentyps. Sie unterscheiden sich jedoch durch ihren Kernenergieinhalt, d. h., sie befinden sich auf verschiedenen Energieniveaus. Isomere müssen daher radioaktiv sein, wobei jedes Isomer eine verschiedene Halbwertszeit T besitzt (siehe Kap. C 1). Verschiedene Isomere brauchen jedoch nicht dieselbe Strahlenart auszusenden: ein Isomer kann beispielsweise β-Strahler, das zweite γ-Strahler sein. Die Isomerie vom Standpunkt des Schalenmodells haben GOLDHABER und HILL bearbeitet.

A 5. Existenzregeln, Häufigkeitsregeln

Die einstmalige Entstehung der Atomkerne erfolgte bei hohen Temperaturen; dies bedingt ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den entstandenen Kernen und ihren Bausteinen. Aus diesem Grunde hängt auch die Häufigkeit der Isotope mit ihrer Bindungsenergie zusammen: Die stabilsten Isotope mit der größten Bindungsenergie sind daher die häufigsten. Wichtig ist dabei nicht die ***durchschnittliche Bindungsenergie***, sondern die Bindungsenergie des lockersten Neutrons, die bedeutend geringer ist als die durchschnittliche Bindungsenergie.

Für Existenz- und Häufigkeitsregel hat sich als vorteilhaft herausgestellt, die Atomkerne je nach der Geradheit oder Ungeradheit ihrer Protonenzahl Z bzw. ihrer Neutronenzahl N entsprechend der folgenden Tab. A 5/1 in 4 Typen zu unterteilen:

A 5/1. Atomkerntypen für Existenz- und Häufigkeitsregeln

Typen-bezeichnung[1]	Protonen-zahl Z	Neutronen-zahl N	Anmerkung: engl. Typen-bezeichnung[2]
g — g	gerade	gerade	e — e
u — g	ungerade	gerade	o — e
g — u	gerade	ungerade	e — o
u — u	ungerade	ungerade	o — o

[1]) g = gerade; u = ungerade.
[2]) e = even; o = odd.

Im einzelnen lassen sich nunmehr an Hand dieser Tabelle folgende Aussagen machen:

1. Die Kerne des Typs g — g sind am stabilsten und daher sowohl hinsichtlich ihrer Zahl als auch hinsichtlich ihres gewichtsmäßigen

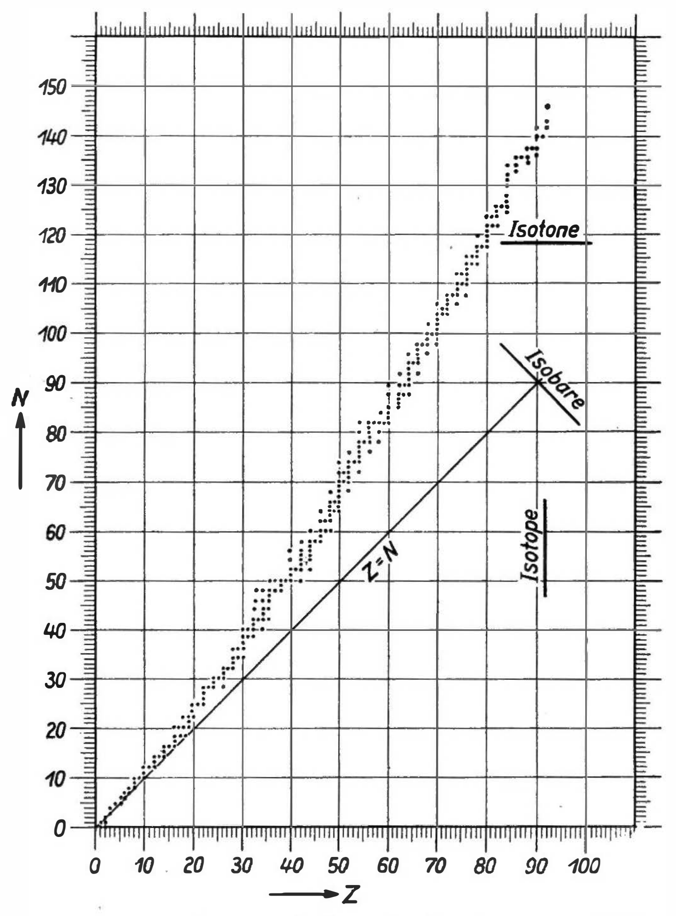


Abb. 6. Zusammenhang zwischen der Neutronenzahl N und der Protonenzahl Z für stabile Isotope

Die Isotope liegen auf senkrechten Geraden zur Z-Achse, die Isotone auf senkrechten Geraden zur N-Achse, die Isobare auf Geraden senkrecht zur geraden Linie $Z = N$

Vorkommens (beispielsweise in der Erdkruste) am häufigsten. Kerne des Typs g — u und u — g sind normalerweise weniger stabil und daher zahlen- und gewichtsmäßig bedeutend schwächer vertreten, beide Typen übrigens ungefähr in gleicher Zahl. Kerne des Typs

u — u schließlich haben die geringste Stabilität und treten nur bei den leichtesten Elementen auf, und zwar als $^{2}_{1}$D, $^{6}_{3}$Li, $^{10}_{5}$B und $^{14}_{7}$N.

2. Es gibt nicht zwei stabile Isobare, deren Protonenzahl Z sich nur durch eine Einheit unterscheidet.

3. Kerne gerader Nukleonenzahl $A = Z + N$ sind in der Regel vom Typ g — g, äußerst selten vom Typ u — u.

4. Bei Isobaren mit ungeraden Nukleonenzahlen $A = Z + N$ gibt es höchstens einen Vertreter der Gruppe u — g, alle anderen müssen Vertreter der Gruppe g — u sein.

5. Auf Grund des Schalenmodells läßt sich erklären, daß Atomkerne, deren N oder Z sog. „magische" Nummern sind, besonders häufig vorkommen. Diese „magischen Nummern" sind 2, 8, 20, 50, 82 und 126. Sie bedeuten, daß die entsprechenden Nukleonen, d. h. Protonen oder Neutronen, sich in geschlossenen Schalen befinden, ähnlich wie die Elektronen der Edelgase. Diese Kerne besitzen daher besonders hohe Bindungsenergie und sind infolgedessen besonders stabil und häufig.

6. Es besteht eine gewisse Symmetrie im Aufbau der Atomkerne derart, daß bei leichten Atomkernen die Anzahl N der Neutronen ungefähr gleich der Anzahl Z der Protonen ist oder — was dasselbe bedeutet — für die Nukleonenzahl A gilt:

$$A \approx 2Z. \qquad \text{(A 5/2)}$$

Bei größerem Z, d. h. bei schwereren Isotopen, macht sich jedoch die Coulombsche Abstoßung zwischen den Protonen bemerkbar, zu deren Überwindung eine größere Neutronenzahl N erforderlich ist, so daß die Nukleonenzahl A ansteigt bis zu

$$A = 2{,}6\,Z. \qquad \text{(A 5/3)}$$

Dies ist gut ersichtlich aus der Abb. 6, in der die stabilsten Isotope in ein Z-N-Diagramm eingetragen sind, zugleich mit der Geraden $Z = N$.

B. Korpuskular- und Gamma-Strahlung, Kernzerfall

B 1. Alpha-Strahlung und Alpha-Zerfall

α-Strahlen sind α-Teilchen, d. h. Kerne des Heliumisotops $^4_2$He (siehe Tab. H 1), die sich mit einer gewissen Geschwindigkeit v bewegen. Sie entstehen beim natürlichen radioaktiven Zerfall der schwersten Elemente (siehe Kap. C), weiterhin bei künstlicher Radioaktivität (siehe Kap. D) oder werden erzeugt durch Beschleunigung doppelt ionisierter Helium-Ionen („Helionen") in Cyklotronen oder sonstigen

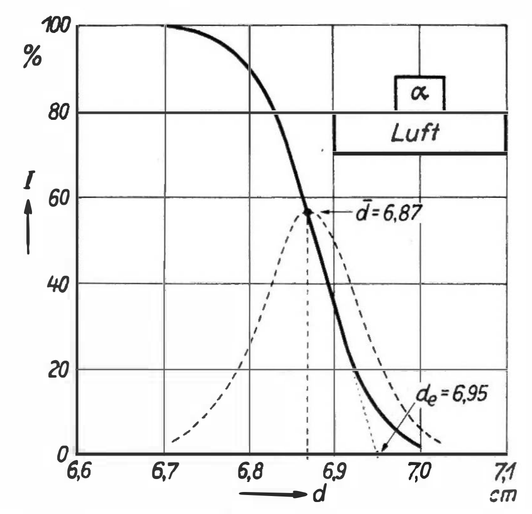


Abb. 7. Relative Intensität I von Alpha-Strahlen einer monatomaren Schicht aus RaC′ in Abhängigkeit von der Entfernung d der Strahlungsquelle, gemessen in Luft (15° C 760 Torr)

Ausgezogene Kurve: Noch vorhandener Teil der Strahlen
Gestrichelte Kurve: Differentialquotient der 1. Kurve; $\bar{d}$ = *wahrscheinliche oder mittlere Reichweite*; d_e = *extrapolierte Reichweite*

Beschleunigern. Die genaue Bestimmung der Energie von α-Teilchen erfolgt entweder ebenso wie bei anderen geladenen Masseteilchen durch Bestimmung des Krümmungsradius ihrer Bahn im Magnetfeld oder — weniger genau — durch die Bestimmung ihrer Energie aus ihrer Reichweite d. Diese ist hauptsächlich bedingt durch den Energie-

verlust als Folge der im durchquerten Stoff erzeugten Ionisation: Beispielsweise beträgt für α-Strahlen in Luft der Energieverlust eines α-Teilchens normalerweise 30– 35 eV pro erzeugtes Ionenpaar. Es kommen jedoch einzelne abnorme Stöße zwischen α-Teilchen und Atomen vor, bei denen bedeutend größere Energieverluste eintreten, die beispielsweise in Luft bis zu einer Größenordnung von etwa 1000 eV steigen können. Aus diesem Grunde ist die Reichweite d monoenergetischer Strahlen nicht konstant, sondern streut um einen Mittelwert gemäß einer statistischen Verteilungskurve. Aus Abb. 7 ist beispielsweise die erwähnte Streuung der Reichweite d von α-Strahlen von RaC′ ersichtlich. Der Wendepunkt der ausgezogenen Kurve, in

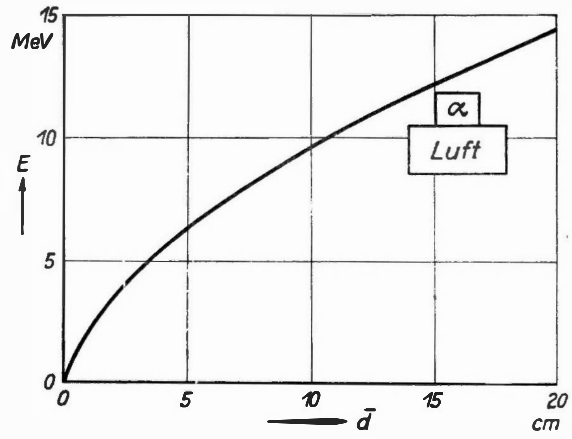


Abb. 8. Zusammenhang zwischen der mittleren Reichweite $\bar{d}$ und der Energie E von Alphastrahlen in Luft

dem das Maximum des Differentialquotienten liegt, wird als die *wahrscheinlichste* oder *mittlere Reichweite* $\bar{d}$ bezeichnet, um welche die übrigen Werte der Reichweite streuen; beispielsweise ist für RaC′ die mittlere Reichweite $\bar{d}$ von α-Strahlen = 6,87 cm [1]). Legt man im Wendepunkt eine Tangente an die ausgezogene Kurve der Abb. 7, so schneidet diese die Abszisse beim Wert d_e, der sog. „extrapolierten Reichweite"; für α-Strahlen von RaC′ ist — wie man sieht — die extrapolierte Reichweite $d_e = 6{,}95$ cm [1]). Die wahrscheinlichste oder mittlere Reichweite $\bar{d}$ [cm] von α-Strahlen in Luft läßt sich durch die folgende empirische Formel angenähert berechnen:

$$\bar{d} = k \cdot E^{1,5} = 0{,}97 \cdot 10^{-27} \cdot v^3, \qquad \text{(B I/1)}$$

[1]) Üblicherweise werden die Werte für $\bar{d}$, d_e, sowie andere die Ionisation der Luft durch Korpuskular- und Gamma-Strahlen betreffenden Werte, stets auf Luft von 15 °C und 760 Torr bezogen.

wo k eine Proportionalitätskonstante, E [eV] die kinetische Energie der α-Strahlen und v [cm/s] ihre Geschwindigkeit bedeuten (vgl. auch Tab. B 5/7). Eine kurvenmäßige Darstellung nach neueren Messungen des Zusammenhanges zwischen $\bar{d}$ [cm] und E [MeV] für α-Strahlen in Luft, die ähnlich wie Gl. (B 1/1) verläuft, ist in Abb. 8 dargestellt.

In anderen Stoffen als Luft beträgt die wahrscheinlichste Reichweite $\bar{d}'$ [cm] nach der BRAGG-KLEEMANN-Regel mit einer Genauigkeit von $\pm 15\%$:

$$\bar{d}' = 0{,}0003 \frac{\bar{d}}{\varrho} \cdot G^{1/2}, \tag{B 1/2}$$

wo ϱ [g/cm³] die Dichte des Stoffes, G das (rel.) Atomgewicht des durchquerten Stoffes (bzw. bei Legierungen, Verbindungen oder

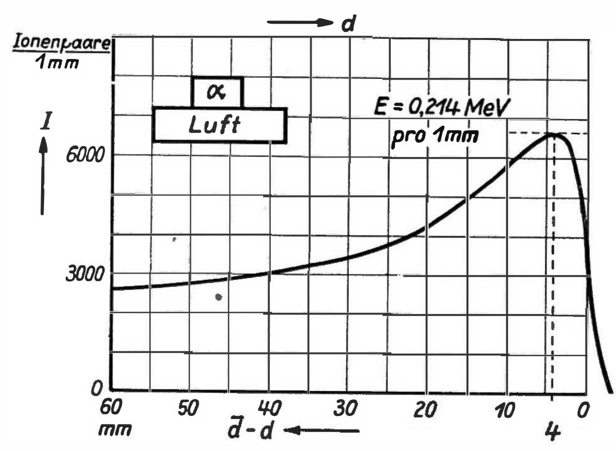


Abb. 9. Anzahl I der durch Alpha-Strahlen in Luft erzeugten Ionenpaare pro mm Weglänge in Abhängigkeit von der Entfernung d der Strahlungsquelle bzw. in Abhängigkeit vom Abstand $\bar{d} - d$ von der mittleren Reichweite $\bar{d}$ (sog. BRAGG-Kurve)

Gemischen das mittlere Atomgewicht) und $\bar{d}$ [cm] wieder die mittlere Reichweite in Luft bedeuten.

Die abnormen Stöße zwischen α-Teilchen und Atomen des durchquerten Stoffes, die, wie erwähnt, zu der geschilderten Streuung der Reichweite der α-Strahlung um den wahrscheinlichen Reichweite-Wert führen, kommen am häufigsten am Anfang der α-Teilchenbahn vor. Betrachtet man daher für Luft die Kurve der Ionendichte I [Ionenpaare pro mm Weglänge] in Abhängigkeit von der jeweils durchlaufenen Weglänge d, so findet man für α-Strahler verschiedener Energie und damit verschiedener Reichweite eine einheitliche Kurve

gemäß der Abb. 9. Diese Kurve hat ein Maximum bei 4 mm vor Erreichung der wahrscheinlichsten Reichweite $\bar{d}$, das einer kinetischen Energie der α-Teilchen von 0,214 MeV pro mm Luft entspricht. In diesem Maximum werden 6600 Ionenpaare pro mm Luft erzeugt, während die Strahlen am Anfang ihrer Bahn nur 2000—3000 Ionenpaare pro mm Luft erzeugen.

Aus diesem Grunde verändern sich auch die durchschnittliche spezifische Ionisationsfähigkeit $\bar{I}$ von α-Strahlen (d. h. die pro 1 cm Weglänge in Luft erzeugte Anzahl von Ionenpaaren) mit der Energie E [MeV] und der mittleren Reichweite $\bar{d}$ [cm], wie aus der folgenden Abb. 10 ersichtlich.

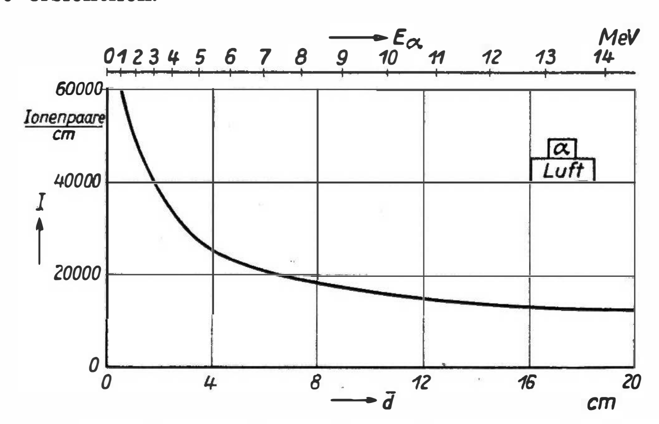


Abb. 10. Die durchschnittliche spezifische Ionisationsfähigkeit $\bar{I}$ für α-Strahlen in Luft in Abhängigkeit von deren mittlerer Reichweite $\bar{d}$ bzw. Energie E_α

Bei Reichweite-Messungen von α-Strahlen ist es wichtig, mit trokkener Luft zu arbeiten, da sich bei feuchter Luft zu große Werte für d ergeben.

Verwendet man andere Stoffe als Luft, also Gase oder Metalle, so kann man bei weniger genauen Messungen eine bestimmte Schichtdicke d_e dieser Substanz definieren, die 1 cm Luftschichtdicke äquivalent ist. Als „*Luftäquivalent*" M_L wird in der Regel das Produkt der Dichte ϱ [mg/cm³] des betreffenden Stoffes und der erwähnten *äquivalenten Schichtdicke* d_e [cm] angegeben:

$$M_L = d_e \cdot \varrho \text{ [mg/cm}^2\text{]}. \tag{B 1/3}$$

M_L ist jedoch stark von der Energie und damit der Geschwindigkeit der α-Strahlen abhängig. Für Stoffe, deren Atomgewicht kleiner ist als das durchschnittliche Atomgewicht der Luft, nimmt das Luft-

äquivalent mit steigender Energie ab, für Stoffe mit größerem Atomgewicht dagegen zu. Häufig wird statt des Begriffes „*Luftäquivalent*" auch der Begriff „*atomares Bremsvermögen B relativ zur Luft*" verwendet, wobei das letztere, da das „Luftmolekül" aus zwei Atomen besteht, gleich 2 gesetzt wird. Zwischen dem Luftäquivalent M_L [mg/cm²] und dem atomaren Bremsvermögen B eines Stoffes vom (rel.) Atomgewicht G besteht, weil 1 cm³ Gas bei 15° C und 760 Torr 1/23,15 mMol enthält und jedes Luftmolekül zwei Atome hat, die folgende Beziehung:

$$M_L = \frac{2G}{23{,}15\,B} = \frac{G}{11{,}575\,B}\,. \qquad \text{(B 1/4)}$$

Das atomare Bremsvermögen B, das entsprechende Luftäquivalent M_L und die aus der normalen Dichte nach Gl. B 1/3 berechnete äquivalente Schichtdicke d_e sind für α-Teilchen mit der wahrscheinlichsten Reichweite $\bar{d}$ = 6 cm in der folgenden Tab. B 1/5 verzeichnet.

B 1/5. Atomares Bremsvermögen B, Luftäquivalent M_L und die 1 cm Luftschichtdicke äquivalente Schichtdicke d_e nach Gl. (B 1/3) und (B 1/4) verschiedener Stoffe für α-Strahlen mit der wahrscheinlichsten Reichweite $\bar{d}$ = 6 cm

Stoff	B	M_L mg/cm²	d_e μm[1])	Stoff	B	M_L mg/cm²	d_e μm[1])
H . . .	0,20	0,426	50000,0	Glimmer	—	1,43—1,5	≈5,5
He . . .	0,35	0,98	57000,0	Cu . . .	2,57	2,11	2,36
Li . . .	0,50	1,18	21,7	Kr . . .	2,92	2,44	6900,0
Ne . . .	1,23	1,4	16500,0	Ag . . .	3,36	2,72	2,59
Al . . .	1,50	1,53	5,62	Xe . . .	3,76	2,98	5330,0
Ar . . .	1,94	1,75	10350,0	Au . . .	4,50	3,73	1,93
Luft . .	2,0	1,226	10000,0	Pb . . .	4,43	3,98	3,5

α-Strahlen finden viele praktische Verwendungen als lokalisierte Quellen starker Ionisation. Durch ihre Anwendung kann man beispielsweise elektrostatische Funkenbildung vermeiden, indem die bei der Friktion entstehenden Ladungen durch die von α-Strahlern bewirkte Ionisation der Luft abgeführt werden. Des weiteren werden α-Strahler in Verbindung mit Leuchtphosphoren wie ZnS für leuchtende Zifferblätter verwendet; sie dienen ferner als Ionenquellen zur Erniedrigung der normalen Zündspannung und zur Stabilisierung von Glimmentladungen sowie für ähnliche Zwecke.

Der α-Zerfall ist im wesentlichen auf den in Abb. 6 aufgezeigten, mit steigendem Atomgewicht der Elemente zunehmenden Überschuß

[1]) 1 μm = 10^{-3} mm = 10^{-4} cm.

der Kern-Neutronenzahl zur Kern-Protonenzahl in den Kernen zurückzuführen, der bei den schweren Atomkernen in zunehmendem Maße Instabilitäten bewirkt.

Den Emissionsmechanismus selbst kann man sich wie folgt vorstellen: Das α-Teilchen, das versucht, den Atomkern zu verlassen, schwingt in diesem mit einer Oszillationsfrequenz von ungefähr 10^{20} Schwingungen pro Sekunde. Es dauert aber eine Weile, ehe es dem α-Teilchen gelingt, den Kern zu verlassen. Im Falle des $^{238}_{92}U$ führt z. B. das α-Teilchen erst durchschnittlich 10^{37} Schwingungen aus, bevor ihm der Austritt gelingt. Nach dem Schalenmodell ist dies ein α-Teilchen der äußersten Schale, das sich auf dem höchsten Energieniveau befindet (siehe z. B. KAPLAN). Dieses Verhalten wird durch das Vorhandensein eines Potentialwalls (sog. GAMOW-*Potentialwall*, siehe auch Abb. 5) erklärt, der den Atomkern umgibt und dessen höchster Punkt bedeutend höher liegt als die *α-Zerfallenergie* $E_{z\alpha}$. Je niedriger diese Potentialschwelle, je höher $E_{z\alpha}$ und je geringer die Dicke dieses Potentialwalles sind, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit des α-Zerfalls und desto kürzer die Halbwertszeit T (siehe Kap. C 1) des α-Strahlers. Neben den normalen α-Strahlen treten ungefähr im Verhältnis 10^{-4} weitreichende α-Strahlen auf[1]). Die Existenz dieser weitreichenden α-Strahlen wird durch angeregte Kernzustände erklärt.

Die *α-Zerfallsenergie* der schweren Atome ist in der folgenden Abb. 11 in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl A der Kerne wiedergegeben, wobei die Isotope der einzelnen Elemente durch Striche miteinander verbunden sind, um die Gesetzmäßigkeiten innerhalb der einzelnen Isotopengruppen hervorzuheben. Die α-Zerfallsenergie $E_{z\alpha}$ [MeV] ist ungefähr 2% größer als die kinetische Energie E_α [MeV] der ausgestrahlten α-Teilchen gemäß der Beziehung:

$$E_{z\alpha} = E_\alpha \cdot \frac{A}{A - 4}, \qquad \text{(B 1/6)}$$

wobei A die Nukleonenzahl bedeutet. Der Energieunterschied wird durch die kinetische Energie verursacht, die dem Kern selbst beim Zerfall erteilt wird.

Mit der *Zerfallskonstante* λ [1/s] (siehe Kap. C 1) hängt die α-Zerfallsenergie $E_{z\alpha}$ [MeV] zusammen durch die folgende Beziehung (GEIGER-NUTALL):

$$\log \lambda = k_1 + k_2 \cdot \log E_{z\alpha}, \qquad \text{(B 1/7)}$$

[1]) Z. B. beim Thorium C' neben den normalen α-Strahlen mit einer Reichweite $d = 8{,}61$ cm weitreichende mit einer Reichweite von $d_W = 11{,}5$ cm.

wobei k_1 und k_2 Konstanten bedeuten, die für die einzelnen radioaktiven Familien (siehe Kap. C 2—C 4) charakteristisch sind.

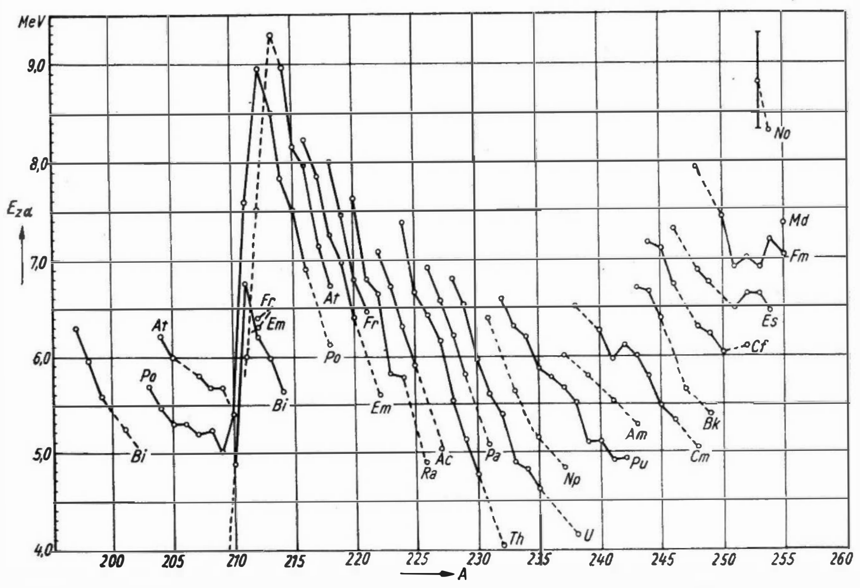


Abb. 11. Die Alpha-Zerfallsenergie $E_{z\alpha}$ der schweren Atomkerne in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl A der Kerne. Isotope sind durch Striche verbunden

Für die drei wichtigsten radioaktiven Familien seien ferner noch die Zusammenhänge zwischen der *Zerfallskonstante* λ [1/s] und der wahrscheinlichsten Reichweite $\bar{d}$ [cm] von α-Strahlen wiedergegeben:

$$\begin{aligned} &\text{U—Ra} \quad \log\lambda = -41{,}6 + 60{,}4 \cdot \log\bar{d} \\ &\text{Ac} \quad \log\lambda = -41{,}6 + 55{,}3 \cdot \log\bar{d} \qquad \text{(B 1/8)} \\ &\text{Th} \quad \log\lambda = -45{,}5 + 63{,}8 \cdot \log\bar{d}\,. \end{aligned}$$

Da ein α-Teilchen aus ${}^4_2\text{He}^{++}$ besteht (d. h. einem Heliumkern mit $Z = 2$ Protonen und $N = 2$ Neutronen, also mit $A = 4$ Nukleonen), verkleinert sich beim α-Zerfall die Protonenzahl Z des zerfallenen Kernes um 4 Einheiten gemäß

$${}^A_Z X \to {}^{A-4}_{Z-2} Y + \alpha \qquad \text{(B 1/9)}$$

(sog. SODDY-FAJANS-Verschiebungsgesetz).

B 2. Beta-Strahlung und Beta-Zerfall, Neutrinotheorie

β-Strahlen sind Elektronen, die bei der Umwandlung eines Kernneutrons in ein Proton frei werden und den Kern mit einer bestimmten

kinetischen Energie verlassen, da β-Teilchen im Kern nicht existenzfähig sind.

β-Strahlen entstehen durch den sog. β-Zerfall bei der natürlichen oder künstlichen Radioaktivität oder sie werden künstlich erzeugt durch Beschleunigung von Kathodenstrahlen in Betatronen oder sonstigen Beschleunigern. Auch bei den β-Strahlen erfolgt die genaueste Bestimmung der Energie durch Messung ihres Krümmungsradius im Magnetfelde.

Die Absorption der β-Strahlung erfolgt ähnlich wie die der α-Strahlung durch allmähliche Abgabe ihrer kinetischen Energie in vielen aufeinanderfolgenden Stößen, wobei Ionisation hervorgerufen wird. Da

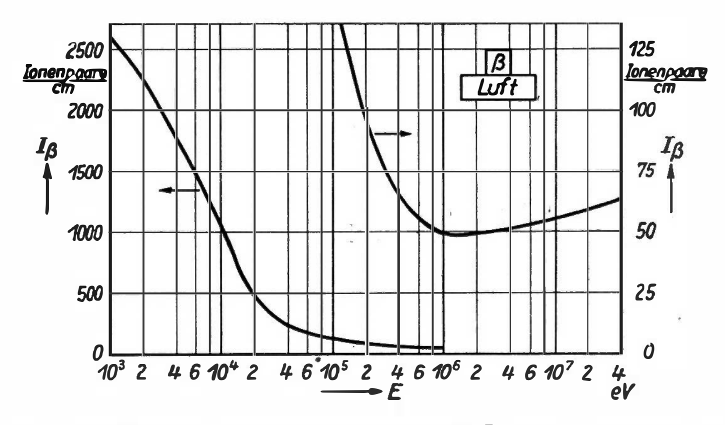


Abb. 12. Spezifische Ionisationsfähigkeit I der β-Strahlen in Luft in Abhängigkeit von der Energie E

die Elektronenmasse jedoch sehr gering ist, erfolgt häufig bei den Stößen eine Ablenkung der β-Teilchen („Streuung") um große Winkel. Die Ionisationsfähigkeit der β-Strahlen [Ionenpaare pro cm Weglänge] in Luft in Abhängigkeit von der Energie [eV] ist in der Abb. 12 dargestellt.

Was die Reichweite der β-Strahlen anbetrifft, so rechnet man in der Praxis, je nachdem, ob es sich um monoenergetische künstliche β-Strahlung oder um nicht monoenergetische natürliche β-Strahlung handelt, mit drei verschieden definierten Reichweiten:

(1) Die *praktische Reichweite* (Varder): Beobachtet man die Ionisationswirkung eines Strahlenbündels monoenergetischer β-Strahlen mit einer Ionisationskammer, so findet man besonders bei den leichten Elementen eine beinahe lineare Abnahme der Ionisation

mit der durchstrahlten Schichtdicke (aber eine exponentielle Abnahme der β-Teilchenzahl! siehe später). Verlängert man den gradlinigen Teil der durch Ionisation festgestellten Absorptionskurve bis zur Abszissenachse, so erhält man einen Wert, der als *praktische Reichweite* d_p [cm] definiert wird. Die praktische Reichweite von β-Strahlen in Luft ist aus Abb. 13 ersichtlich.

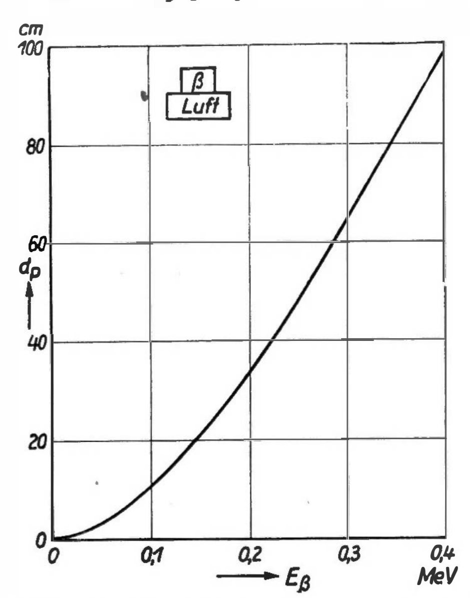


Abb. 13. Praktische Reichweite d_p von β-Strahlen in Luft abhängig von ihrer Energie E_β

Bei schweren Substanzen ist der Verlauf der Absorptionskurve weniger linear und daher der Wert der praktischen Reichweite schlecht definiert.

(2) Die *Grenzdicke* (LENARD): Sie ist definiert als diejenige Schichtdicke d_G [cm], hinter der eine Durchstrahlung von β-Strahlen eines natürlichen β-Strahlers noch gerade mit dem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr nachgewiesen werden kann.

(3) *Maximale Reichweite* (FEATHER): Es ist dies die Reichweite d_{max}, die den energiereichsten β-Teilchen im nichtmonoenergetischen β-Strahl eines natürlichen β-Strahlers entspricht, wobei für den Zusammenhang zwischen d_{max} [cm] und der Energie E_{max} [MeV] der energiereichsten β-Teilchen folgende Zusammenhänge bestehen:

für $E_{max} < 0{,}8$ MeV: $d_{max} \cdot \varrho = R_{max} = 0{,}407\, E_{max}^{1{,}38}$

für $E_{max} > 0{,}8$ MeV: $d_{max} \cdot \varrho = R_{max} = 0{,}542\, E_{max} - 0{,}133$

oder umgekehrt: (B 2/1)

für $R_{max} < 0{,}3$ g/cm²: $E_{max} = 1{,}92\, R_{max}^{0{,}725}$

für $R_{max} > 0{,}3$ g/cm²: $E_{max} = 1{,}85\, R_{max} + 0{,}245$,

wo ϱ [g/cm³] die Dichte der durchstrahlten Materie und R_{max} [g/cm²] die pro cm² Strahlfläche durchstrahlte Masse bedeuten.

Der Verlauf der drei in den vorangegangenen Absätzen (1)—(3) definierten Reichweiten für monoenergetische β-Strahlen ist für Aluminium in der folgenden Abb. 14 wiedergegeben.

Für die Anzahl von β-Teilchen hinter einem Absorber gilt das folgende Exponentialgesetz

$$B = B_0 \cdot e^{-\mu/\varrho \cdot d \cdot \varrho}, \tag{B 2/2}$$

wo B_0 die β-Teilchen-Zahl vor dem Absorber, B diejenige hinter dem Absorber, d [cm] die Dicke des Absorbers, ϱ [g/cm³] dessen

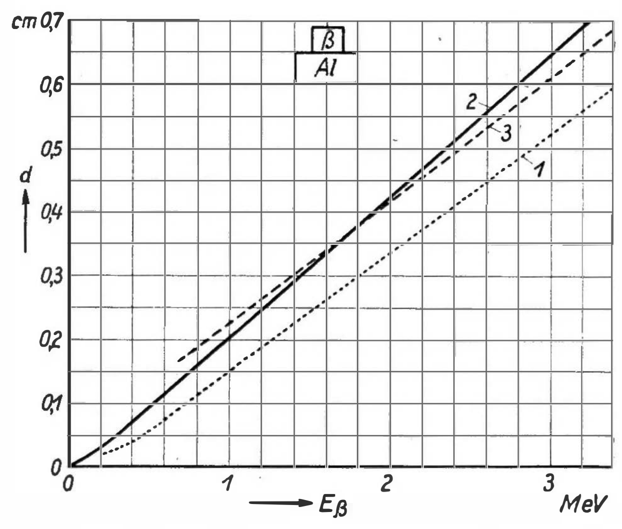


Abb. 14. Reichweite d monoenergetischer β-Strahlung in Aluminium in Abhängigkeit von ihrer Energie E_β

1: *Praktische Reichweite* d_p nach VARDER
2: *Grenzdicke* d_G nach LENARD
3: *Maximale Reichweite* d_{max} nach FEATHER

Dichte und μ/ϱ [cm²/g] der *Massenabsorptionskoeffizient* für β-Strahlen sind. Letzterer steigt mit dem Atomgewicht des Absorbers nur wenig an, ist jedoch von der kinetischen Energie E_{max} [MeV] der energiereichsten Strahlen des β-Spektrums abhängig: für $E_{max} > 0{,}5$ MeV gilt für den Massenabsorptionskoeffizienten μ/ϱ [cm²/g] die Beziehung:

$$\mu/\varrho = \frac{22}{E_{max}{}^{4/3}}. \tag{B 2/3}$$

Physikalisch ist die Reichweite von β-Strahlen im einzelnen durch folgende drei Prozesse bedingt:

1. durch Streuung an den Atomkernen, die mit Z^2, also dem Quadrat der Protonenzahl, zunimmt,

2. durch Streuung an Hüllenelektronen, die proportional Z verläuft,

3. durch Erzeugung sekundärer γ-Strahlung, der sog. Bremsstrahlung. Für das Verhältnis des Energieverlustes von β-Strahlung durch Erzeugung von Bremsstrahlung (3.) zu dem Energieverlust durch Ionisation, die durch die Streuprozesse (1.) und (2.) verursacht wird, gilt:

$$\frac{dE_{Br}}{dE_{ion}} = k\,\frac{Z^2 \cdot E}{Z} = \frac{1}{820}\,Z \cdot E, \qquad \text{(B 2/4)}$$

wo Z die Kernprotonenzahl und E [MeV] die Energie der β-Strahlung bedeuten. Für β-Strahlung mit $E \doteq 10$ MeV, die Blei ($Z = 82$) durchstrahlen, ist der Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß und beträgt 1,6 MeV pro mm Pb. Die Ausbeute der Bremsstrahlung ist bis $E = 0{,}15$ MeV, also in normalen Röntgenröhren, sehr niedrig, in der Höhenstrahlung (siehe Kap. F 1) jedoch äußerst stark.

Der Energieverlust $\Delta E_{ion}/E_0$ [%] von β-Strahlen durch Ionisation in Materie ist praktisch proportional dem durchstrahlten Materiegewicht gemäß

$$\frac{\Delta E_{ion}}{E_0} = k \cdot \varrho \cdot d, \qquad \text{(B 2/5)}$$

wo ϱ [g/cm³] die Dichte, d [cm] die Stärke der durchstrahlten Schicht und k [cm²/g] eine Konstante sind. Diese ist für verschiedene Materialien um max. 20% verschieden.

Die Ionisation I [Ionenzahl pro cm Weglänge] der β-Strahlen in Luft bei 15° C und 760 mm Hg-Druck folgt der Beziehung

$$I_\beta = \frac{45}{\beta^2}, \qquad \text{(B 2/6)}$$

wo $\beta = v/c$ die sog. relative Geschwindigkeit der β-Strahlen nach Tab. B 2/7 bedeutet (S. 27).

Nach der *speziellen Relativitätstheorie* haben sich sehr schnell bewegende Elementarteilchen eine größere Masse m [g] als die *Ruhemasse* m_0 [g] der unbewegten Elementarteilchen. Der Unterschied zwischen m und m_0 wird der „*relativistische Zuwachs*" genannt. Die Masse m [g] ist gemäß dieser Theorie

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \qquad \text{(B 2/6a)}$$

wo c [cm/s] die Lichtgeschwindigkeit und v [cm/s] die Geschwindigkeit der Elementarteilchen sind. m/m_0 wird die *Massenkorrektur*

genannt. Da β-Strahlen sehr große Geschwindigkeiten besitzen, machen sich der relativistische Zuwachs und die Massenkorrektur schon bei einer Energie von $E_\beta = 1$ keV bemerkbar (siehe Tab. B 2/7).

B 2/7. Daten von β-Strahlen in Abhängigkeit von deren Energie

Energie [keV]	$\beta = \frac{v}{c}$ [1]	Geschwindigkeit [cm/s]	m/m_0 [2]
1	0,06245	$1{,}872 \cdot 10^9$	1,002
2	,08832	2,648	1,004
3	,1078	3,231	1,006
4	,1245	3,732	1,008
5	,1389	4,165	1,010
6	,1519	4,554	1,012
7	,1639	4,912	1,014
8	,1749	5,244	1,016
9	,1850	5,546	1,018
10	,1950	5,847	1,020
20	,2719	8,152	1,039
30	,3284	9,846	1,059
40	,3742	9,997	1,078
50	,4128	$1{,}098 \cdot 10^{10}$	1,098
60	,4463	1,338	1,118
70	,4759	1,427	1,137
80	,5025	1,506	1,157
90	,5265	1,578	1,176
100	,5483	1,682	1,196
200	,6954	2,085	1,392
300	,7766	2,328	1,587
400	,8278	2,482	1,783
500	,8629	2,587	1,979
600	,8880	2,662	2,175
700	,9066	2,718	2,371
800	,9210	2,761	2,566
900	,9322	2,794	2,762
1000	,9411	2,821	2,957
2000	,9791	2,935	4,916
3000	,9893	2,966	6,873
4000	,9936	2,979	8,831
5000	,9957	2,985	10,79
6000	,9969	2,989	12,75
7000	,9976	2,991	14,38
8000	,9982	2,992	16,66
9000	,9985	2,993	18,62
10000	0,9988	2,994	20,58

[1] β = relative Geschwindigkeit.
[2] m/m_0 = Massenkorrektur oder relativistischer Massenzuwachs.

Wie bereits erwähnt, besitzen die beim β-Zerfall erzeugten β-Strahlen eine kontinuierliche Energieverteilung. Einige derartige „Energiespektren“ der wichtigsten natürlichen β-Strahler sind in der folgenden Abb. 15 wiedergegeben.

Bei künstlichen β-Strahlern ist der Verlauf des β-Spektrums ähnlich wie bei natürlichen β-Strahlern.

Die Erklärung der Entstehung des kontinuierlichen β-Spektrums war für die theoretische Kernphysik lange Zeit sehr schwierig. Denn diese Erklärung muß sich nicht nur auf die maximale Energie E_{max}

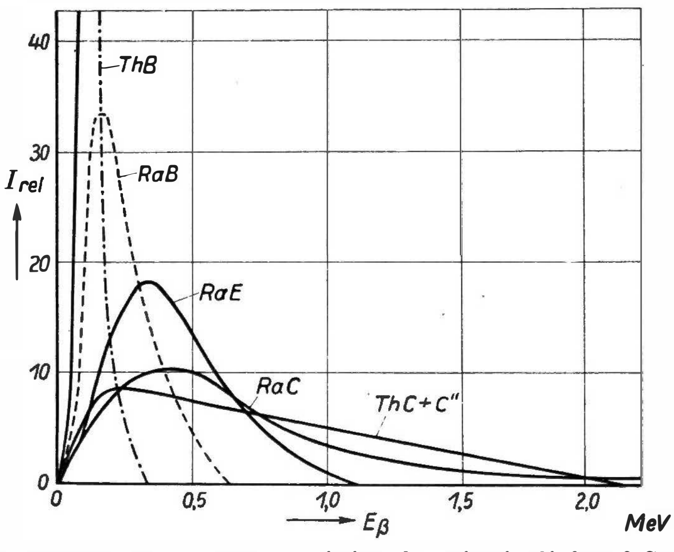


Abb. 15. Relative Intensität I_{rel} einiger kontinuierlicher β-Spektren natürlicher β-Strahler in Abhängigkeit von der Energie E_β der β-Teilchen

(Zerfallsenergie), sondern auf den ganzen Verlauf des Spektrums beziehen. Bei reinen β-Strahlern, deren Emission nicht durch γ-Strahlung begleitet ist, war es unklar, was mit der Energie zwischen E_{max} und der betreffenden Energie des ausgestrahlten β-Teilchens geschieht. Es läßt sich beweisen, daß das Elektron im Atomkern nicht existenzfähig ist. Es muß daher erst direkt beim β-Zerfall-Prozeß gebildet werden. Da die Spine[1]) des β-Teilchens und des nach β-Zerfall gebil-

[1]) Jedes Elementarteilchen hat eine *Eigenrotation*, der ein *Eigendrehimpuls*, der sogenannte *Spin*, entspricht. Er wird ausgedrückt in $h/2\pi = \hbar$ (h ist das Planck-Wirkungsquantum, siehe Kap. H 2). Der Spin eines Elektrons ist stets ein ganzes Vielfaches von $\hbar/2$. Da die Elementarteilchen mit Ausnahme des Neutrons und Neutrinos eine elektrische Ladung besitzen, wird durch Rotation dieser elektrischen Ladung ein *magnetisches Moment* μ hervorgerufen, das sogenannte *Magneton* (s. auch Kap. H 2).

deten Kernes nicht mit dem des ursprünglichen Kernes übereinstimmen, nahm PAULI die Existenz eines weiteren Elementarteilchens an, des Neutrinos, das beim β-Zerfall gleichzeitig mit dem Elektron gebildet wird und mit ihm den Kern verläßt. Da die kinetische Energie des Neutrinos verschiedene Werte annehmen kann, werden somit das Entstehen des β-Spektrums sowie die durch das Vorhandensein eines Spektrums bewiesenen Fehlbeträge an Energie und Spin verständlich. Beim β-Zerfall verwandelt sich also ein Neutron des Kernes in ein Proton, β-Teilchen und Neutrino (η) nach dem Schema:

$$ {}_{0}^{1}n \rightarrow {}_{1}^{1}p + {}_{-1}^{0}e + {}_{0}^{0}\eta . \qquad \text{(B 2/8)} $$

FERMI versuchte auf Grund dieser Annahme eine Theorie des β-Zerfalles auszuarbeiten wie folgt: Es gibt eine gewisse Analogie zwischen Vorgängen in den Hüllenelektronen und beim β-Zerfall. Ebenso wie beim Übergang eines Elektrons vom Zustande höherer Energie in einen Zustand niederer Energie ein Photon ausgesandt wird, wird beim Übergang eines schweren Teilchens beim β-Zerfall vom höheren in den niederen Energiezustand ein Neutrino gebildet. Es sind nach dieser Theorie somit Proton und Neutron keine Elementarteilchen, sondern zwei Erscheinungsformen der gleichen Art „schweres Teilchen". Auch der β-Zerfall kann übrigens gut durch das Schalenmodell erklärt werden (siehe MAYER et al. und NORDHEIM).

Zum Beweis der Existenz des Neutrinos wurde eine Reihe von Versuchen angestellt. Wenn beim β-Zerfall ein β-Teilchen ausgesandt wird, erhält der restliche Atomkern ein Rückstoßmoment, dessen Richtung um einen gewissen Winkel von der entgegengesetzten Richtung des β-Teilchens abweicht. Diese Richtungsabweichung ist ein indirekter Beweis dafür, daß beim β-Zerfall noch ein weiteres Teilchen emittiert wurde, das Neutrino. Je kleiner die Energie des β-Teilchens im Vergleich zur β-Zerfallsenergie $E_{\max}$ ist, um so größer ist die Energie des Neutrinos und um so größer die Winkelabweichung des Rückstoßmomentes. Das Neutrino ist ein Teilchen mit großer Durchdringungsfähigkeit. Seine Ionisationsfähigkeit ist außergewöhnlich klein und beträgt beispielsweise für Luft ungefähr 1 Ionenpaar pro 500 km Weglänge.

Nach FERMI besteht zwischen der maximalen Energie $E_{\max}$ [MeV] und der *Zerfallskonstante* λ [1/s] (siehe Kap. C 1) der folgende Zusammenhang

$$ \lambda = k \cdot E_{\max}^{5}, \qquad \text{(B 2/9)} $$

während nach UHLENBECK und KONOPINSKI die folgende Beziehung sich besser mit den experimentellen Daten decken soll:

$$\lambda = k \cdot E^7_{max}. \tag{B 2/10}$$

In der Abb. 16 ist der Zusammenhang zwischen dem Logarithmus der *Halbwertszeit T* (siehe C 1) und der Energie E_{max} dargestellt (sog. SARGENT-*Diagramm*), wobei die Kreuze künstlichen, die Kreise natür-

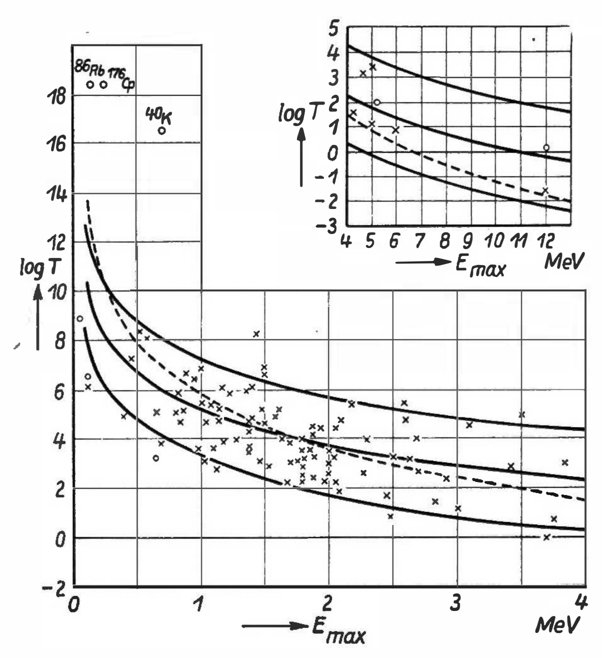


Abb. 16. Halbwertszeit T in Abhängigkeit von der Maximalenergie E_{max} der β-Teilchen von β-Strahlern (SARGENT-Diagramm)

××× : künstliche β-Strahler, ○○○ : natürliche β-Strahler.

Ausgezogen: theoretische Kurven nach FERMI, gestrichelt: theoretische Kurve nach UHLENBECK und KONOPINSKI.

lichen β-Strahlern entsprechen und die drei ausgezogenen Kurven sich mit den Erwartungen der FERMI-Theorie (Gl. B 2/9), die gestrichelten dagegen mit der Gl. (B 2/10) decken.

YUKAWA begründete eine Abwandlung der FERMIschen β-Zerfallstheorie. Er denkt sich den β-Zerfall in zwei Schritte zerlegt:

$$1.\quad {}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + y^-, \qquad 2.\quad y^- \rightarrow {}^{\;\,0}_{-1}e + {}^0_0\eta, \tag{B 2/11}$$

derart, daß ein Neutronteilchen zunächst in ein Protonteilchen ${}^1_1p$ und ein *Meson* (oder *Mesotron*) y, und dieses Meson danach erst in ein

β-Teilchen ${}_{-1}^{0}e$ und Neutrino ${}_{0}^{0}\eta$ zerfällt. Das Meson wurde in der Tat später in der Höhenstrahlung entdeckt (siehe Kap. F 1).

Beim β-Zerfall eines Kernes steigt die Protonenzahl Z um eine Einheit, die Nukleonenzahl A bleibt aber unverändert gemäß dem Schema:

$$ {}_{Z}^{A}X \rightarrow {}_{Z+1}^{A}Y + {}_{-1}^{0}e + {}_{0}^{0}\eta . \qquad \text{(B 2/12)} $$

In der folgenden Tab. B 2/13 sind einige reine Betastrahler angeführt.

Tab. B 2/13. Einige Betastrahler (nach Energie geordnet)

Isotop	Halbwertszeit	Maximale Energie [MeV]	Isotop	Halbwertszeit	Maximale Energie [MeV]
${}_{1}^{3}H$	12,46 a	0,0186	${}_{81}^{204}Tl$	3,5 a	0,783
${}_{6}^{14}C$	5559 a	0,155	${}_{59}^{143}Pr$	13,7 d	0,922
${}_{16}^{35}S$	88 d	0,1670	${}_{46}^{109}Pd$	14,1 h	0,95
${}_{61}^{147}Pm$	2,26 a	0,2232	${}_{38}^{89}Sr$	54,5 d	1,463
${}_{20}^{45}Ca$	152 d	0,254	${}_{39}^{91}Y$	61 d	1,537
${}_{43}^{99}Tc$	$9{,}4 \cdot 10^{5}$ a	0,30	${}_{14}^{31}Si$	157 m	1,48
${}_{58}^{144}Ce$	310 d	0,348	${}_{15}^{32}P$	14,07 d	1,689
${}_{38}^{90}Sr$	19,9 a	0,531	${}_{39}^{90}Y$	2,54 d	2,180
${}_{9}^{18}F$	1,92 h	0,635			

B 3. Gamma-Strahlung und Gamma-Zerfall, Isomerieproblem

γ-Strahlen sind ebenso wie Röntgenstrahlen elektromagnetische (Quanten-) Strahlen, und zwar großer Härte, d. h. kleiner Wellenlänge. Sie entstehen bei der natürlichen oder künstlichen Radioaktivität oder können erzeugt werden durch Bremsstrahlung in Röntgenröhren, Betatronen oder sonstigen Elektronenbeschleunigern. Sie pflanzen sich wie alle elektromagnetischen Strahlen mit Lichtgeschwindigkeit fort, ihre Energie ist gegeben durch die bekannte Beziehung:

$$ E_{\gamma} = h \cdot \nu_{\gamma}, \qquad \text{(B 3/1)} $$

wo E_{γ} [erg] ihre Energie, h ($= 6{,}6 \cdot 10^{-27}$ erg · s) das PLANCK-Wirkungsquantum und ν_{γ} [1/s] die Frequenz der γ-Strahlung sind. Der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ_{γ} [ÅE] und der Energie E_{γ} [MeV] der γ-Strahlung ist gegeben durch:

$$ \lambda_{\gamma} = \frac{12{,}34}{E_{\gamma}} \cdot 10^{-3}. \qquad \text{(B 3/2)} $$

Da γ-Strahlen im Gegensatz zu Licht in erhöhtem Maße Materie durchdringen, ist die Kennzeichnung der Absorptionsfähigkeit eines Stoffes gegenüber diesen Strahlen von besonderer Wichtigkeit. Durchsetzt monochromatische γ-Strahlung der Intensität I_0 ein Medium der Dicke d [cm], so besitzt die γ-Strahlung in Strahlungsrichtung nach dem Durchqueren des Mediums nur noch den Wert:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d}, \tag{B 3/3}$$

wo μ eine für den betreffenden Stoff und die betreffende Wellenlänge charakteristische Größe, der sogenannte „*lineare Schwächungskoeffizient*“ oder *totale Absorptionskoeffizient* in [1/cm], und e die Basis der

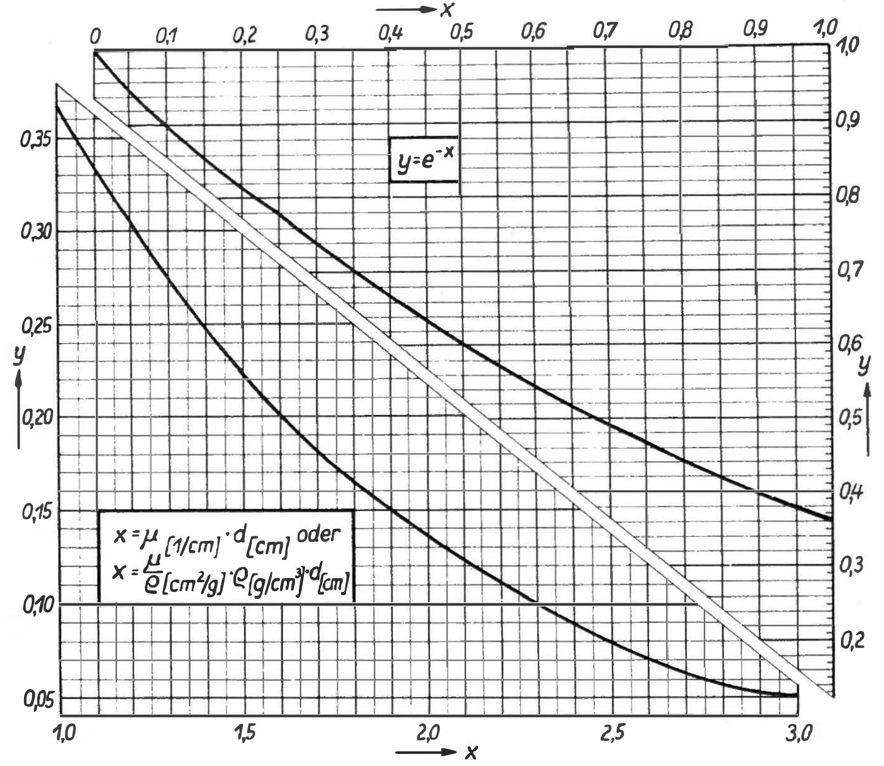


Abb. 17. Graphische Darstellung der Funktion $y = e^{-x}$ für $x = 0$ bis 3

natürlichen Logarithmen sind [I und I_0 in willkürlichen, jedoch gleichen Einheiten]. Der auf die Masseneinheit bezogene Schwächungskoeffizient μ/ϱ (ϱ = Dichte in g/cm^3) heißt *totaler Massenschwächungskoeffizient* [in cm^2/g]. Er beschreibt die Eigenschaften eines Stoffes unabhängig von dessen mehr oder weniger zufälliger Dichte. Zur raschen

Bestimmung der Absorption von γ-Strahlung nach Gl. (B 3/3) diene die graphische Darstellung der Funktion $\mu = e^{-x}$ in Abb. 17 für $x = 0$ bis 3, wo x das Produkt $\mu \cdot d$ oder $\frac{\mu}{\varrho} \cdot \varrho \cdot d$ und y das Verhältnis I/I_0 bedeuten.

Die Gesamtschwächung der γ-Strahlung beim Durchqueren eines Stoffes ist teils auf lichtelektrische Elektronenabspaltung (Fluoreszenzstrahlung u. a.), teils auf Streuung (COMPTON-Effekt), teils auf

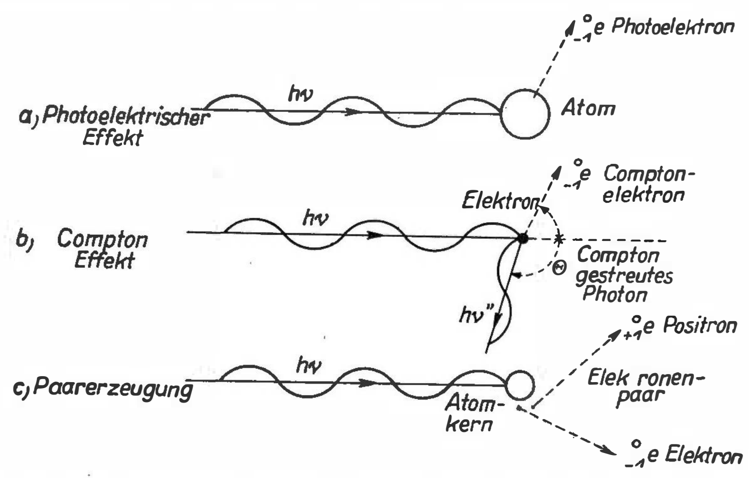


Abb. 18. Schematische Darstellung der die Absorption von γ-Strahlen bewirkenden Einzelprozesse

a) *Photoeffekt*: Das γ-Quant bewirkt die Abspaltung eines Elektrons aus der äußeren Atomhülle, dem es seine ganze Energie übergibt.
b) *Streuung* (COMPTON-*Effekt*): Das einfallende γ-Quant befreit ein COMPTON-Elektron, übergibt ihm aber nur einen Teil $h\nu'$ seiner Energie $h\nu$ (sog. KLEIN-NISHINA-Absorption), während der Rest als verkleinertes Quant $h\nu'' = h\nu - h\nu'$ unter einem Winkel θ zu der ursprünglichen γ-Strahlungsrichtung „gestreut" wird (sog. KLEIN-NISHINA-Streuung).
c) *Paarbildung*: Das aufprallende γ-Quant dringt bis zum Atomkern vor, in dessen Nähe es eine Umwandlung der Strahlungsart Energie in Masse bewirkt unter Erzeugung eines positiven und eines negativen Elektrons. Der Anteil dieses dritten Schwächungskoeffizienten $\varkappa$, der durch sog. „Paarbildung" verursacht wird, tritt erst bei γ-Strahlung der Energie $E > 10^6$ eV in Erscheinung (vgl. auch Abb. 19—21).

„Paarbildung" zurückzuführen. Die obige schematische Abb. 18 gibt eine anschauliche Darstellung der drei genannten verschiedenen Arten der Interaktion von γ-Strahlung mit Materie.

Für den totalen Massenschwächungskoeffizienten μ/ϱ ergibt sich also als Summe:

$$\mu/\varrho = \tau/\varrho + \sigma/\varrho + \varkappa/\varrho \; [\mathrm{cm}^2/\mathrm{g}], \qquad \text{(B 3/4)}$$

wo τ/ϱ der *photoelektrische Massen-Absorptionskoeffizient*, σ/ϱ der *Massen-Streuungskoeffizient* und $\varkappa/\varrho$ der *Schwächungskoeffizient durch*

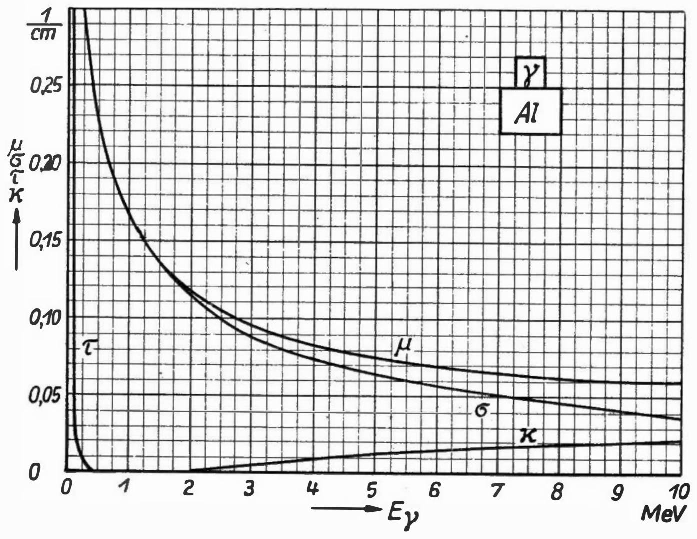


Abb. 19. (Totaler) Schwächungskoeffizient μ, (lichtelektrischer) Absorptionskoeffizient τ, Streuungskoeffizient σ und Koeffizient $\varkappa$ der Schwächung durch Paarbildung für γ-Strahlen in Aluminium, abhängig von der Strahlungsenergie E_γ

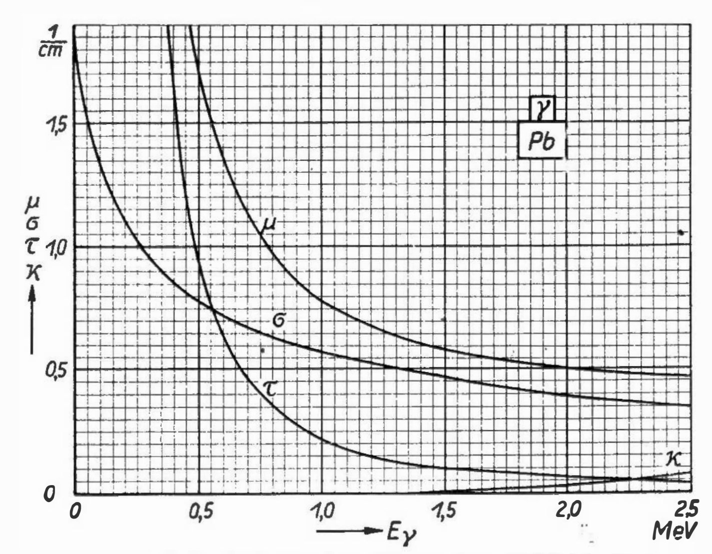


Abb. 20. (Totaler) Schwächungskoeffizient μ, (lichtelektrischer) Absorptionskoeffizient τ, Streuungskoeffizient σ und Koeffizient $\varkappa$ der Schwächung durch Paarbildung für γ-Strahlen in Blei, abhängig von der Strahlungsenergie E_γ

Paarbildung genannt werden. Der Massenabsorptionskoeffizient τ/ϱ steigt in Gebieten ohne Absorptionssprünge (siehe Abb. 22, rechts von λ_K) mit der Wellenlänge λ und der Ordnungszahl Z an gemäß:

$$\tau/\varrho = k \cdot Z^3 \cdot \lambda^3 \tag{B 3/5}$$

oder genauer

$$\tau/\varrho = a \cdot \lambda^n \cdot \frac{c}{1 + 0{,}048\,\lambda}, \tag{B 3/6}$$

wo k bzw. a, n und c materialabhängige Konstanten sind. Der Massenstreuungskoeffizient σ/ϱ ist weniger als τ/ϱ von der Wellenlänge abhängig.

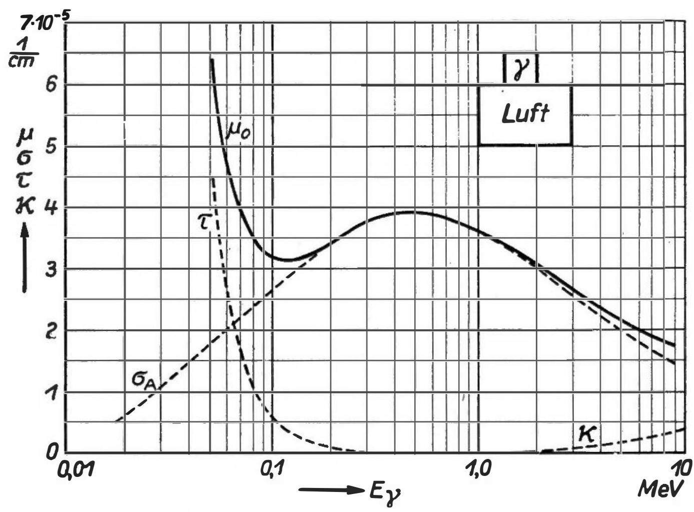


Abb. 21. Praktischer Schwächungskoeffizient $\mu_0 = \mu - \sigma_S$, (lichtelektrischer) Absorptionskoeffizient τ, COMPTON-Absorptionskoeffizient σ_A und Koeffizient $\varkappa$ der Schwächung durch Paarbildung für γ-Strahlung in Luft, abhängig von der Strahlungsenergie E_γ

hängig. Bei weichen γ-Strahlen ist σ/ϱ gegenüber τ/ϱ zu vernachlässigen; mit wachsender Energie und bei Stoffen mit niedriger Ordnungszahl hat σ/ϱ und bei sehr hohen γ-Energien ($> 10^6$ eV) auch $\varkappa/\varrho$ einen wesentlichen Anteil an der Energiebilanz der Gesamtschwächung, wie die Diagramme 19 und 20 für Aluminium und Blei zeigen.

In Luft gibt man an Stelle des (totalen) Schwächungskoeffizienten μ nur den praktischen Schwächungskoeffizienten $\mu_0 = \mu - \sigma_S$ an, der den Teil der γ-Strahlung bestimmt, die in andere als die ursprüngliche elektromagnetische Energie verwandelt wurde. Es wird dabei angenommen, daß die COMPTON-gestreuten γ-Quanten (siehe Abb. 18)

sich gleichmäßig zwischen der primären γ-Strahlung verteilen und sich somit ähnlich wie diese primäre Strahlung verhalten. Es wird daher in Abb. 21 an Stelle des in Abb. 19 und 20 angeführten gemeinsamen Koeffizienten $\sigma =$ KLEIN-NISHINA-Absorption σ_A (COMPTON-Elektronbildung) + KLEIN-NISHINA-Streuung σ_s ($h\,\nu''$ siehe Abb. 18) für Luft nur σ_A angeführt.

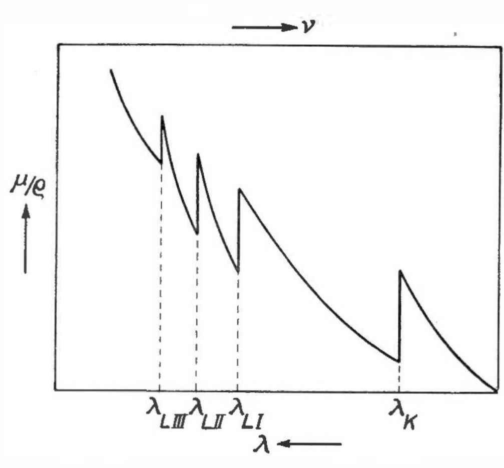


Abb. 22. Der Massenschwächungskoeffizient μ/ϱ eines Elementes mit ausgebildeten L- und K-Schalen, abhängig von der Wellenlänge λ der absorbierten γ-Strahlen bzw. ihrer Schwingungszahl ν

Aus der Gl. B 3/5 und Abb. 19 und 20 ergibt sich, daß eine γ-Strahlung um so durchdringender („härter") ist, je kurzwelliger sie ist. Über diesen normalen Verlauf der Absorptionskurven bilden sich jedoch an bestimmten Stellen Absorptionssprünge: Nähert man sich von langen Wellen her der kurzwelligen Grenze (Absorptionsbandenkante) λ_{Abs} der charakteristischen (..., M-, L-, K-) Strahlungsgebiete, so steigt μ/ϱ bei jedem λ_{Abs} sprunghaft an (siehe die schematische Abb. 22 und speziell für die K-Absorptionskante die Zahlentabelle B 3/7 auf S. 37). Es ist dies eine Folge davon, daß nach Erreichung bestimmter Werte der Quantenenergie der einfallenden γ-Strahlung jeweils alle Elektronen der betreffenden Elektronenschale (..., M-, L-, K-Schale) zur Anregung kommen können; die Absorptionssprünge sind also begleitet von erhöhter Elektronenemission und der damit verbundenen Erzeugung der charakteristischen Sekundärstrahlung (..., M-, L-, K-Serie).

Der Massenschwächungskoeffizient μ/ϱ eines Elementes ist weitgehend unabhängig von dessen Bindung. Aus diesem Grunde setzt sich μ/ϱ eines zusammengesetzten Körpers (gleichgültig, ob chemische Verbindung, mechanisches Gemenge oder Lösung) aus dem Massenschwächungskoeffizienten der an seinem Aufbau beteiligten n Atome additiv wie folgt zusammen: Ist μ_1/ϱ_1 der Massenschwächungskoeffizient des Stoffes *1*, dessen Konzentration α_1 [Gew.-% des gesamten zusammengesetzten Körpers] beträgt, usf., und ist schließlich μ_n/ϱ_n der Massenschwächungskoeffizient des Stoffes n mit der Konzentra-

B 3/7. Der Massenschwächungskoeffizient μ/ϱ verschiedener Elemente der Ordnungszahl Z für verschiedene Wellenlängen λ der absorbierten γ-Strahlung

λ [Å]	μ/ϱ [cm²/g] für								
	C $Z = 6$	Al 13	Fe 26	Zn 30	Mo 42	Sn 50	Ba 56	Ti 73	Pb $Z = 82$
0,064	0,130	0,130	0,178	0,210	0,413	0,490	0,60	1,35	1,64
0,072	0,136	0,143	0,202	0,245	0,50	0,614	0,80	1,75	2,10
0,098	0,142	0,156	0,265	0,350	0,79	1,17	1,52	2,80	3,50
0,130	0,152	0,186	0,424	0,62	1,39	2,15	2,88	5,10	6,55
0,175	0,163	0,228	0,85	1,23	2,98	4,50	5,80	10,0	3,48
0,200	0,175	0,270	1,10	1,76	4,20	6,10	8,0	3,40	4,90
0,260	0,188	0,402	2,30	3,55	8,30	12,8	16,2	6,70	10,0
0,417	0,256	1,18	8,45	12,4	30,3	45,5	10,5	21,5	32,0
0,497	0,315	1,90	14,0	21,0	50,2	11,8	17,8	36,0	52,8
0,631	0,474	3,73	27,0	41,6	15,0	23,0	31,1	72,0	98,0
0,710	0,605	5,22	38,5	58,0	19,9	34,0	42,0	100,0	136,0
0,880	0,990	9,75	69,5	105,0	36,0	60,0			
1,00	1,365	14,12	101,0	147,0	52,0	86,0			

$\lambda < \lambda_{\text{Abs}}(K) \leftarrow\!\rightarrow \lambda > \lambda_{\text{Abs}}(K)$

tion α_n [Gew.-%], so ist der resultierende Massenschwächungskoeffizient des zusammengesetzten Körpers:

$$\mu/\varrho = \sum_1^n \frac{\alpha_n}{100} \cdot \mu_n/\varrho_n, \qquad \text{(B 3/8)}$$

wobei $\sum_1^n \alpha_n = \alpha_1 + \alpha_2 + \cdots \alpha_n$ natürlich $= 100$ sein muß.

Da also die Schwächung eine reine Atomeigenschaft ist, so arbeitet man manchmal mit dem „*atomaren Schwächungskoeffizienten*":

$$\mu_{\text{At}} = \frac{\mu}{\varrho} \cdot \frac{A}{N_L}, \qquad \text{(B 3/9)}$$

wo μ/ϱ wieder der Massenschwächungskoeffizient, A das Atomgewicht und N_L die LOSCHMIDT-Zahl ($6{,}023 \cdot 10^{23}$ Atome pro Grammatom) bedeuten.

Der Massenschwächungskoeffizient sämtlicher Elemente kann in praktisch ausreichender Annäherung aus dem Diagramm nach Abb. 23

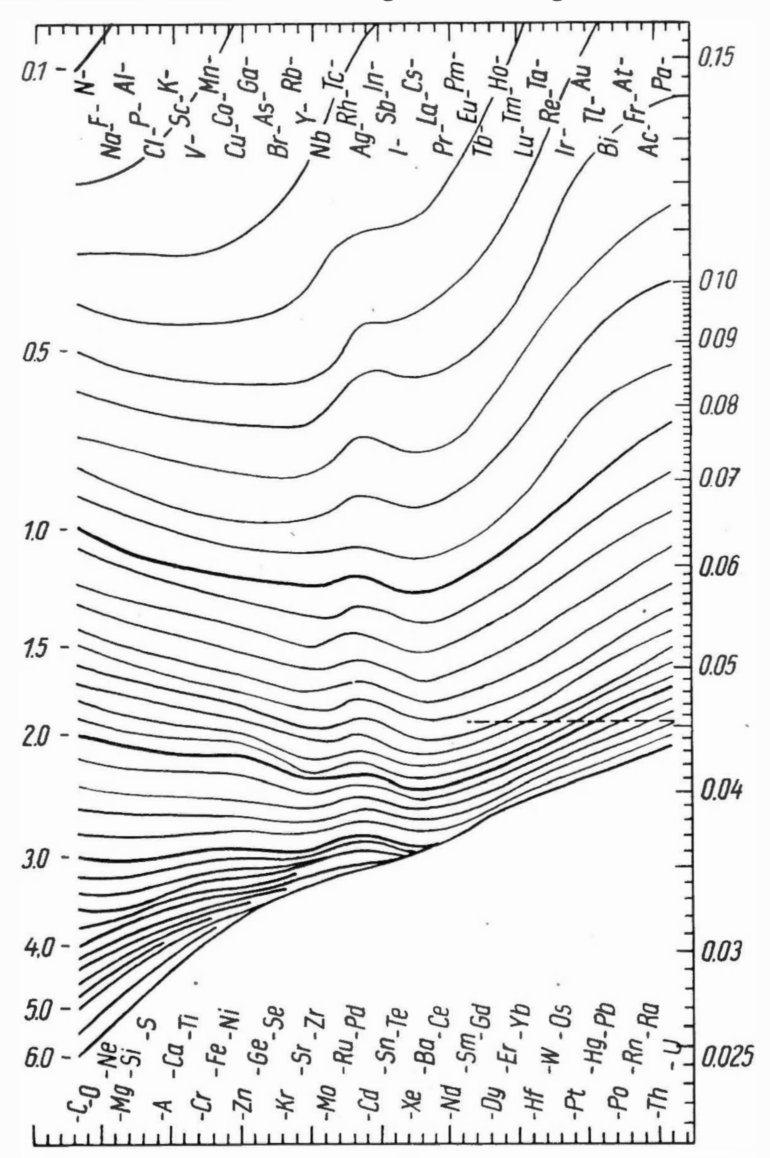


Abb. 23. Diagramm zur Bestimmung des Massenschwächungskoeffizienten μ/ϱ sämtlicher Elemente der Ordnungszahl Z für verschiedene γ-Strahlenenergien E_γ

für Energien von 0,1—6 MeV entnommen werden. So ist beispielsweise für $_{62}$Sm bei $E_\gamma = 1{,}53$ MeV der Massenschwächungskoeffizient $\mu/\varrho = 0{,}0455$ cm²/g.

Diejenige Stoffdicke d [in cm], durch die die Intensität der einfallenden γ-Strahlung I_0 (Gl. B 3/3) gerade auf die Hälfte ihres Wertes reduziert wird, wird Halbwertschicht (HWS) $d_{1/2}$ [in cm] genannt.

Für monochromatische Strahlung ergibt sich

$$d_{1/2} = \frac{0{,}693}{\varrho\,(\mu/\varrho)}\,, \qquad \text{(B 3/10)}$$

wo ϱ die Dichte [in g/cm³] und μ/ϱ der Massenschwächungskoeffizient in [cm²/g] für die betreffende Wellenlänge ist.

Die direkte Messung und die aus μ berechnete HWS geben nur bei homogener oder praktisch homogener Strahlung übereinstimmende Werte, da die Strahlenhärte durch die Meßfilter selbst mehr oder weniger stark verändert wird.

Während bei Röntgenstrahlen bis Energien von 10^6 eV die *Schwächung $\varkappa$ durch Paarbildung* vernachlässigbar ist, spielt sie bei den harten γ-Strahlen eine merkliche Rolle. Bei der Elektronenpaarbildung wird die kinetische Energie des γ-Photons gemäß der EINSTEIN-Beziehung A 2/3 in Masse, und zwar in ein negatives Elektron und ein positives Elektron (*Positron*), verwandelt (vgl. auch die schematische Abb. 18, Fall c). Da die Masse des Elektrons und des Positrons aber je 0,51 MeV entsprechen, kann die Reaktion nur bei γ-Strahlung eintreten, die härter als 1,02 MeV ist. Der Absorptionskoeffizient $\varkappa$ der Schwächung durch Paarbildung folgt der Beziehung:

$$\varkappa = k\,N\,Z^2\,(E_{\gamma_0} - 1{,}02)\,, \qquad \text{(B 3/11)}$$

wo N die Anzahl der Atome pro cm³, Z die Ordnungszahl der absorbierenden Atome, E_{γ_0} [MeV] die ursprüngliche Energie der γ-Strahlen und k eine Konstante sind. Die Paarerzeugung vermindert die Anzahl der γ-Quanten, beeinflußt jedoch nicht ihre Energie- oder Richtungsverteilung, im Gegensatz zu der Absorption durch Streuung, die nicht die Anzahl der γ-Quanten, wohl aber ihre Energie- und Richtungsverteilung verändert.

Im übrigen ist für γ-Strahlen noch hervorzuheben, daß die Absorption nur für den Fall „guter Geometrie“ gilt, d. h., wenn nur ein enger Strahl beobachtet wird. Bei „schlechter Geometrie“, also bei Beobachtung eines stärkeren Strahles, treten gestreute Quanten wieder in den Strahl ein, so daß die tatsächliche Absorption geringer ist. Ferner

muß für nichtmonochromatische γ-Strahlung, also für γ-Strahlung, die sich aus Strahlungen verschiedener Härte mit der ursprünglichen Intensität I_1, I_2, ... zusammensetzt, die Gl. (B 3/3) modifiziert werden, gemäß:

$$I = I_1 \cdot e^{-\mu_1 \cdot d} + I_2 \cdot e^{-\mu_2 \cdot d} + \cdots, \qquad \text{(B 3/12)}$$

wo I die Intensität nach Durchqueren des Absorbers von der Dicke d [cm] und $\mu_1, \mu_2, \ldots$ [1/cm] die entsprechenden einzelnen totalen Absorptionskoeffizienten bedeuten.

Sind τ_1, σ_1 und $\varkappa_1$ für einen bestimmten Stoff mit der Wichte ϱ_1, dem Atomgewicht G_1 und der Ordnungszahl Z_1 bekannt, so kann man die entsprechenden Schwächungskoeffizienten τ_2, σ_2 und $\varkappa_2$ für einen anderen Stoff 2 mit der Wichte ϱ_2, dem Atomgewicht G_2 und der Ordnungszahl Z_2 umrechnen gemäß den folgenden Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \tau_2 &= \tau_1 \cdot (\varrho_2/\varrho_1) \cdot (G_1/G_2) \cdot (Z_2/Z_1)^{4,1} \\ \varkappa_2 &= \varkappa_1 \cdot (\varrho_2/\varrho_1) \cdot (G_1/G_2) \cdot (Z_2/Z_1)^2 \\ \sigma_2 &= \sigma_1 \cdot (\varrho_2/\varrho_1) \cdot (G_1/G_2) \cdot (Z_2/Z_1). \end{aligned}\right\} \qquad \text{(B 3/13)}$$

Atomkerne werden häufig nach α- oder β-Emission in angeregtem Zustande belassen und haben dann die Möglichkeit, durch Aussendung eines oder mehrerer γ-Quanten (sog. primärer γ-Strahlung) in einem Sprung oder nacheinander über verschiedene definierte Kernenergiezustände (sog. *Kaskadenstrahlung*) in ihren Grundzustand überzugehen. Infolgedessen sind α- oder β-Strahlung oft von γ-Strahlung begleitet.

Wenn ein primärer γ-Strahl den Kern verläßt, so kann er in der K-Schale durch photoelektrischen Effekt einem K-Elektron seine Energie übergeben, so daß er selbst das Atom überhaupt nicht verläßt. Gleichzeitig muß aber in diesem Fall ein Elektron der L- oder M-Schale an Stelle des emittierten K-Elektrons in die K-Schale zurückspringen und damit ein weicherer (sekundärer) γ-Strahl erzeugt werden (*innere Umwandlung*). Das Verhältnis der Anzahl solcher innerer Umwandlungen zur Anzahl primärer γ-Quanten wird *Koeffizient der inneren Umwandlung* genannt. Die innere Umwandlung wird demnach stets durch ein charakteristisches Linienspektrum begleitet.

Die insgesamt resultierende γ-Strahlung eines γ-Strahlers wird sich also im Gegensatz zu einem kontinuierlichen Bremsspektrum von Röntgenstrahlen aus einzelnen diskreten Linien zusammensetzen, die ihre Entstehung teils der primären γ-Strahlung, teils der sekundären

γ-Strahlung verdanken. In Abb. 24 ist beispielsweise die relative Intensität der Linien des gesamten γ-Spektrums von Radium wiedergegeben, und zwar im Vergleich zu dem kontinuierlichen Bremsspektrum einer sehr harten Röntgenstrahlung.

Bei *Isomeren* (s. Kap. A 4) geht häufig das energiereichere in das energieärmere Isomer durch γ-Strahlung über: Je kleiner die Energiedifferenz ΔE zwischen den Termen zweier Isomere und je größer der Unterschied im Spin Δi ist, desto kleiner ist die Wahrscheinlichkeit

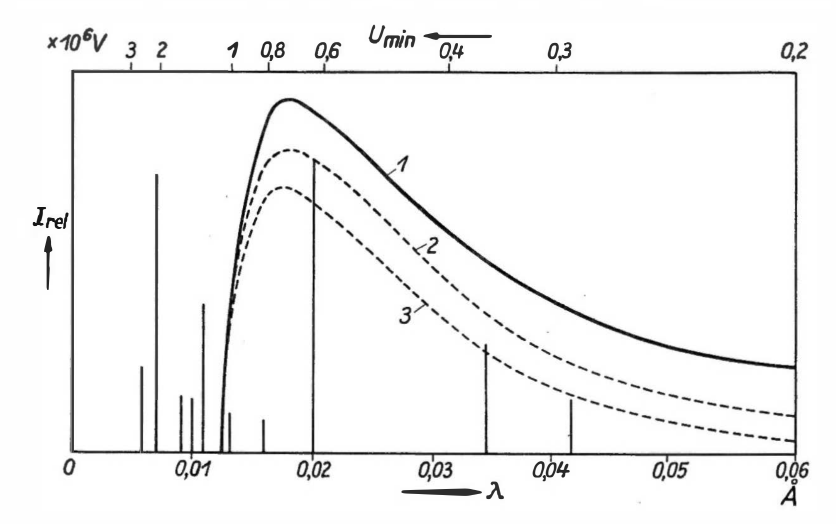


Abb. 24. Relative Intensität I_{rel} der Linien des Spektrums der γ-Strahlung von Radium (senkrechte Striche) im Vergleich zur relativen Intensität des kontinuierlichen Bremsspektrums der Röntgenstrahlung einer mit 10^6 Volt betriebenen Röntgenröhre [letztere (1): ohne Filter, (2): mit einem 1-mm-Bleifilter, (3): mit 2-mm-Bleifilter] abhängig von der Wellenlänge λ. Die obere Skala gibt die Mindestspannung U_{min} [MeV] an, die zur Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung der entsprechenden Wellenlänge mindestens erforderlich ist

des Energieüberganges des energiereicheren Isomeres in das energieärmere Isomer durch γ-Strahlung. Die Lebensdauer τ [s] (s. Kap. C 1) des metastabilen Isomers ist gegeben durch

$$\tau = 10^{-14} \cdot \left(\frac{25}{\Delta E}\right)^{2 \cdot (\Delta i - 1)}, \qquad \text{(B 3/14)}$$

wo ΔE [MeV] der Energieunterschied zwischen den Termen der beiden Isomere und Δi der Spinunterschied sind.

Technisch wichtige Gammastrahler sind in der folgenden Tab. B 3/15 zusammengestellt.

Tab. B 3/15. Technisch wichtige Gammastrahler (geordnet nach der Ordnungszahl Z der Isotope)

Isotop	Halbwertszeit	Energien [MeV]
$^{24}_{11}Na$	15,10 h	2,755; 1,380
$^{60}_{27}Co$	5,26 a	1,33; 1,17
$^{72}_{31}Ga$	14,08 h	2,51; 2,21; 1,87; 1,59 u. a.
$^{76}_{33}As$	1,187 d	1,70; 1,20; 0,55
$^{75}_{34}Se$	127 d	0,4; 0,26 u. a.
$^{124}_{51}Sb$	60 d	2,04; 1,71; 0,730 u. a.
$^{125}_{51}Sb$	2,7 a	0,64; 0,4 u. a.
$^{137}_{55}Cs$	37 a	0,66
$^{140}_{57}La$	1,67 d	2,26; 1,67 u. a.
$^{142}_{59}Pr$	19,1 h	1,74; 0,49; 0,424 u. a.
$^{155}_{63}Eu$	2 a	0,084
$^{170}_{69}Tu$	127 d	0,084
$^{181}_{72}Hf$	46 d	0,47; 0,3 u. a.
$^{182}_{73}Ta$	117 d	1,22; 1,13; 0,22; 0,15 u. a.
$^{192}_{77}Ir$	70 d	0,61; 0,60; 0,58; 0,29; 0,13
$^{222}_{86}Rn$ [1])	3,82 d	2,20 bis 0,24; Mittelwert 0,7
$^{226}_{88}Ra$ [1])	1622 a	2,20 bis 0,24; Mittelwert 0,7

B 4. Positronen-Strahlung und Positronen-Zerfall, *K*-Einfang

Analog (Gl. B 2/8) kann bei der künstlichen Radioaktivität auch ein Proton ^1_1p sich in ein Neutron ^1_0n verwandeln unter Entstehung eines Positrons $^{\;\,0}_{+1}e$ und eines Neutrinos $^0_0\eta$ gemäß dem Schema:

$$^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^{\;\,0}_{+1}e + {}^0_0\eta. \quad \text{(B 4/1)}$$

Dieser *Positronen-Zerfall* verursacht also eine Verkleinerung der Protonenzahl Z um eine Einheit, während die Nukleonenzahl A sich nicht verändert:

$$^A_ZX \rightarrow {}_{Z-1}^{\;\;\;A}Y + {}^{\;\,0}_{+1}e + {}^0_0\eta. \quad \text{(B 4/2)}$$

Die *Positronen-Strahler* haben ein kontinuierliches Energiespektrum, ähnlich wie die β-Strahler (vgl. Abb. 15), mit einem definierten Wert für die maximale Energie E_{max}. Die entstehenden Positronen $^{\;\,0}_{+1}e$ haben

[1]) Im Gleichgewicht mit Zerfallsprodukten, siehe auch Abb. 24 und Tab. C 2/1.

eine kurze Lebensdauer, da sie mit Elektronen ${}_{-1}^{0}e$ reagieren, wobei die sog. *Vernichtungsstrahlung*, eine γ-Strahlung, ausgesendet wird. Dieser Vorgang ist der umgekehrte Vorgang der Elektronenpaarbildung: Die Masse beider Teilchen verwandelt sich in Quantenenergie derart, daß zwei γ-Quanten mit einer Energie von je 0,51 MeV erzeugt werden, die sich in entgegengesetzter Richtung fortpflanzen. Die Vernichtungsstrahlung ist mittels Zählrohren oder Ionisationskammern durch Koinzidenzmethoden nachgewiesen worden.

Eine ähnliche Kernreaktion wie der Positronenzerfall ist der sog. *K-Einfang*, bei dem ein Elektron ${}_{-1}^{0}e$ der K-Schale in den Atomkern eingefangen wird und sich somit ebenfalls ein Proton ${}_{1}^{1}p$ in ein Neutron ${}_{0}^{1}n$ verwandelt gemäß einem Gl. (B 4/1) ähnlichen Schema:

$$ {}_{1}^{1}p + {}_{-1}^{0}e \rightarrow {}_{0}^{1}n + {}_{0}^{0}\eta . \qquad \text{(B 4/3)} $$

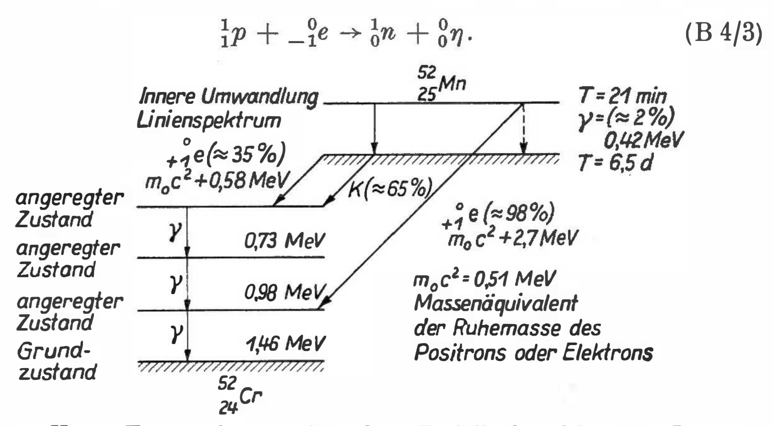


Abb. 25. Kern-Termschema für den Zerfall des Mangan-Isotops ${}_{25}^{52}Mn$: Sein Kern hat zwei Isomere, eins mit der Halbwertszeit $T = 21$ min und ein zweites (Grundzustand) mit der Halbwertszeit $T = 6{,}5$ Tage. Das energiereichere Isomer geht in den Grundzustand sowohl durch γ-Strahlung als auch durch innere Umwandlung mit charakteristischem Linienspektrum über. Beide Isomere sind Positronen, $({}_{+1}^{0}e)$-Strahler, und verwandeln sich in ${}_{24}^{52}Cr$. Neben der Umwandlung des energieärmeren Mn-Isomeres durch Positronenzerfall (35%) erfolgt noch eine Umwandlung durch K-Einfang (65%) in ein energiereicheres ${}_{24}^{52}Cr$-Isomer. Schließlich gehen die verschiedenen angeregten Zustände des erzeugten ${}_{24}^{52}Cr$ durch Kaskadenstrahlung (γ-Quanten mit 0,73, 0,94 und 1,46 MeV) in den Grundzustand, also in das energieärmste Isomer des ${}_{24}^{52}Cr$, über.

Es bestehen jedoch zwei wesentliche Unterschiede zwischen Positronen-Zerfall und K-Einfang, die durch Messungen bewiesen wurden:

1. Während der Positronenzerfall von einem kontinuierlichen Neutrino-Spektrum begleitet wird, ist der K-Einfang von einem diskreten Neutrino-Linienspektrum begleitet.

2. Der K-Einfang wird stets von weicher γ-Strahlung begleitet, da dabei an die Stelle des im Kern eingefangenen Elektrons ein Elektron von höheren Schalen in die K-Schale einspringen muß, sowie von Photoelektronen, die durch die weiche γ-Strahlung aus den höheren Elektronenschalen befreit werden (sog. AUGER-Elektronen).

Um die Begriffe *Isomerie*, *Positronen-Zerfall*, *K-Einfang* und *Kaskadenstrahlung* an einem praktischen Beispiel augenscheinlich zu machen, sind in der Abb. 25 die Kern-Energiezustände für den Zerfall des Mangan-Isotops $^{52}_{25}Mn$ dargestellt.

B 5. Neutronen-, Protonen- und Deuteronen-Strahlung

Neutronen-Strahlung. Auf natürliche Weise kommen auf der Erde Neutronen nur in der Höhenstrahlung vor. Künstliche Erzeugung von Neutronen-Strahlung findet statt bei künstlichen Kernreaktionen in Neutronengeneratoren und Kernreaktoren. Neutronen haben wie alle anderen Masseteilchen eine DE-BROGLIE-Materie-Welle mit der Wellenlänge λ [cm] gemäß

$$\lambda = \frac{h}{m_n \cdot v} = \frac{h}{\sqrt{2 m_n \cdot E}}, \qquad \text{(B 5/1)}$$

wo h [erg · s] das PLANCK-Wirkungsquantum, m_n [g] die Masse des Neutrons, v [cm/s] dessen Geschwindigkeit und E [erg] dessen Energie sind. Daher kann ebenso wie bei Elektronen, die Ablenkung der Neutronen an Kristallen beobachtet werden („*Neutronen-Spektroskopie*"). Langsame Neutronen, deren Energie der thermischen Energie entspricht (etwa 0,038 eV), werden *thermische* oder *C-Neutronen* genannt. Die Energie E_{th} [eV] der thermischen Neutronen bei der Raumtemperatur T [°K) hängt mit ihrer Geschwindigkeit v_{th} [cm/s] und der Neutronenmasse m_n [g] zusammen durch die Beziehung:

$$E_{\text{th}} = \frac{1}{2} m_n \cdot v_{\text{th}}^2 = \frac{3}{2} k \cdot T, \qquad \text{(B 5/2)}$$

wo k die BOLTZMANN-Konstante ($8{,}646 \cdot 10^{-5}$ eV/Grad) bedeutet. Für $T = 293°$ K (Raumtemperatur 20 °C) wird danach $E_{\text{th}} = 0{,}038$ eV und $v_{\text{th}} = 2700$ m/s.

Neutronen mit einer Energie von über 1000 eV werden *schnelle Neutronen* genannt. Sie geben bei elastischen zentralen Stößen gegen Atomkerne der Masse G [ME] jeweils einen Teil dE [MeV] ihrer ursprünglichen kinetischen Energie E [MeV] ab gemäß:

$$dE = E\left[1 - \left(\frac{G-1}{G+1}\right)^2\right]. \qquad \text{(B 5/3)}$$

Er beträgt z. B. bei ${}^{12}_{6}C : dE = 0{,}28\,E$. Da aber nicht nur zentrale Stöße stattfinden, ist der durchschnittliche Energieverlust dE geringer als dE nach Gl. (B 5/3), z. B. muß bei einem zentralen elastischen Stoß eines Neutrons gegen einen Wasserstoffkern nach (Gl. B 5/3) $dE = E$ sein, also die ganze Neutronenenergie auf den Wasserstoffkern übertragen werden. Der durchschnittliche — teilweise auf nicht zentralen Stößen beruhende — Energieverlust dE ist jedoch nur $dE = E/2$.

Stoffe, in denen Neutronen gebremst oder „moderiert" werden, werden „*Moderatoren*" genannt. In Kernreaktoren hat sich reiner Kohlenstoff besonders gut als Moderator bewährt, weil dieser mit Neutronen während des Moderationsprozesses äußerst wenig reagiert, also der Neutronenverlust dabei sehr klein ist. Ein Neutron mit $E = 100$ eV benötigt etwa 100 Stöße in Kohlenstoff, bevor es die thermische Energie erreicht, mit der es im Moderator weiter diffundiert, bis es eine Kernreaktion eingeht. Für manche Zwecke werden Wasser oder Paraffin als Moderatoren benutzt. Zur Absorption von thermischen Neutronen werden Cadmium oder Bor verwendet (siehe Kap. D 7).

Der Weg, den ein Neutron zwischen zwei Stößen zurücklegt, wird als mittlere freie Neutronen-(Streu-)Weglänge bezeichnet (s. auch Kap. D 1). Sie beträgt in Flüssigkeiten und festen Stoffen etwa 1 cm.

Protonen-Strahlung. Protonenstrahlen begleiten künstliche Kernreaktionen. Sie können außerdem erzeugt werden in Wasserstoff-Kanalstrahl-Beschleunigern, Cyklotronen und sonstigen Beschleunigern.

Ihre Reichweite d_p beträgt:

$$d_p = 1{,}77 \cdot 10^{-31} \cdot v^{3,9}, \qquad \text{(B 5/4)}$$

wo v [cm/s] ihre Geschwindigkeit ist.

Über Abhängigkeit der mittleren Reichweite $\bar{d}_p$ von Protonen in Luft in Abhängigkeit von ihrer Energie E_p siehe den nächsten Abschnitt und das Diagramm 27. Protonen ionisieren ähnlich wie α-Strahlen Luft und andere Gase. Ihre spezifische Ionisationsfähigkeit I_p ist aus Abb. 26 ersichtlich.

Deuteronen-Strahlung. Sie wird ebenfalls bei manchen Kernreaktionen ausgesandt. Außerdem kann sie in Kanalstrahlenröhren mit Deuteriumfüllung und ebenfalls in Cyklotronen künstlich erzeugt werden.

Die Reichweite $d_{d\,(E)}$ [cm] eines Deuterons mit der Energie E [MeV] ist gleich der doppelten Reichweite $d_{p\,(E/2)}$ eines Protons mit der

Energie $E/2$ [MeV], folgt also der Beziehung:

$$d_{d\,(E)} = 2\,d_{p\,(E/2)} \quad \text{oder} \quad d_{d\,(2E)} = 2\,d_{p\,(E)} \tag{B 5/5}$$

(vgl. auch Tab. B 5/7).

Die mittleren Reichweiten $\bar{d}_p$ [cm] von Protonenstrahlen bzw. $\bar{d}_d$ [cm] von Deuteronenstrahlen in Luft in Abhängigkeit von ihren Energien E_p bzw. E_d [MeV] sind in Abb. 27 wiedergegeben.

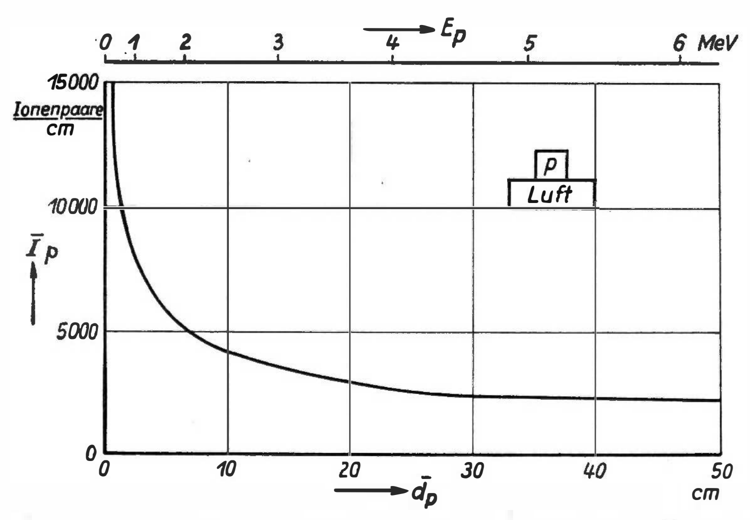


Abb. 26. Durchschnittliche spezifische **Ionisationsfähigkeit** $\bar{I}_p$ für **Protonenstrahlen** in **Luft** in Abhängigkeit von ihrer mittleren Reichweite $\bar{d}_p$ bzw. Energie E_p

Die durchschnittliche spezifische Ionisationsfähigkeit $\bar{I}_d$ [Ionenpaare pro cm Weglänge] von Deuteronenstrahlen mit der Energie E [MeV] ist gleich $\bar{I}_p$ von Protonenstrahlen mit der Energie $E/2$ gemäß:

$$\bar{I}_{d\,(E)} = \bar{I}_{p\,(E/2)} \tag{B 5/6}$$

und kann somit aus der im vorangegangenen Absatz wiedergegebenen Abb. 26 entnommen werden.

Für Protonen- und Deuteronenstrahlen gelten ähnliche Beziehungen für das Luftäquivalent wie für die Alphastrahlen (vgl. Tab. B 1/5). Die folgende Tab. B 5/7 enthält vergleichenderweise die wahrscheinlichste Reichweite d [cm] in Luft für Protonen, Deuteronen und α-Teilchen der Energie E, während in Abb. 28 die wahrscheinlichsten

Reichweiten von Protonen- und Deuteronen-Strahlung in Aluminium graphisch wiedergegeben sind im Vergleich zur α- und β-Strahlung.

Neutronenstrahlen spielen eine besonders große Rolle bei der Erzeugung künstlich radioaktiver Substanzen und bei der Kern-

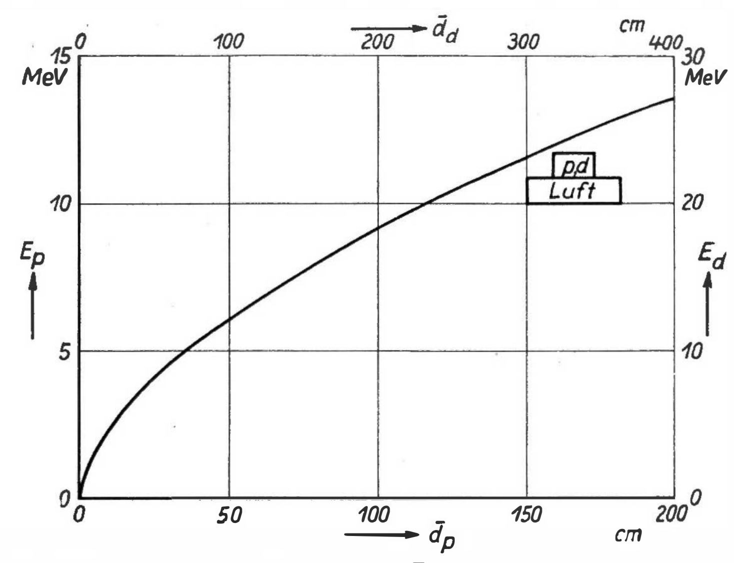


Abb. 27. Die mittleren Reichweiten $\bar{d}_p$ von Protonenstrahlen bzw. $\bar{d}_d$ von Deuteronenstrahlen in Luft in Abhängigkeit von ihrer Energie E_p bzw. E_d

B 5/7. Wahrscheinlichste Reichweite $\bar{d}$ in Luft von Protonen, Deuteronen und α-Strahlung für verschiedene Energien E der betreffenden Strahlen

E MeV	$\bar{d}$ in Luft für Proton cm	Deuteron cm	α-Teilchen cm	E MeV	$\bar{d}$ in Luft für Proton cm	Deuteron cm	α-Teilchen cm
0,2	0,29	0,28	0,17	6,0	46,7	28,2	4,52
0,4	0,65	0,59	0,27	7,0	61,2	36,6	5,90
0,6	1,10	0,90	0,38	8,0	77,3	46,2	7,35
0,8	1,65	1,30	0,47	9,0	95,5	56,6	8,89
1,0	2,30	1,72	0,57	10,0	114,8	67,8	10,55
1,2	3,06	2,19	0,66	11,0	136,1	80,2	12,40
1,4	3,91	2,70	0,74	12,0	150,4	93,4	14,18
1,6	4,88	3,30	0,84	13,0	183,1	107,4	16,24
1,8	5.92	3,92	0,94	14,0	209.1	122,4	18,35
2,0	7,20	4,61	1,05	15,0	238,5	138,2	21,17
2,5	10,40	6,51	1,35	20,0		229,6	32,5
3,0	14,10	8,78	1,70	25,0		343	51,0
3,5	18,30	11,32	2,08	30,0		477	71,0
4,0	23,10	14,40	2,49	35,0			82,5
4,5	28,30	17,30	2,97	40,0			115,7
5,0	33,90	20,80	3,48				

spaltung, aber auch Protonen- und Deuteronenstrahlen sind wichtig zur Erzeugung künstlicher Radioaktivität.

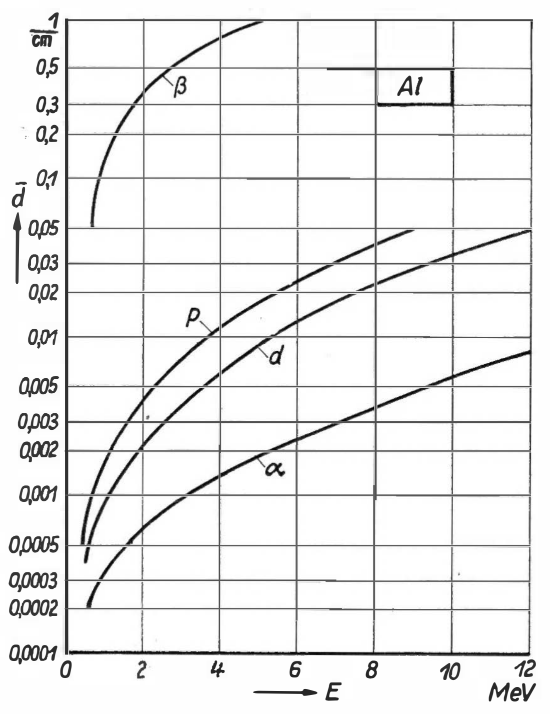


Abb. 28. Wahrscheinlichste Reichweite $\bar{d}$ in Aluminium für Protonen (p)-, Deuteronen (d)-, α- und β-Strahlung in Abhängigkeit von ihrer Energie E

B 6. Teilchenbeschleuniger

Um Kernreaktionen (siehe Abschnitt D) künstlich herbeizuführen und somit näheren Aufschluß über den Bau der Atomkerne zu erhalten, ist es erforderlich, Elektronen-, Protonen-, Deuteronen- oder α-Strahlen genügend hoher kinetischer Energie mit großen Teilchenzahlen zu erzeugen. Diese Aufgabe erfüllen die sogenannten *Beschleuniger*, die heute schon derartig energiereiche Strahlen von Elementarteilchen erzeugen, daß im Laboratorium Vorgänge beobachtet werden können, die der Wirkung der Höhenstrahlung entsprechen. Man kann grob die Beschleuniger in zwei Gruppen unterteilen, in Beschleuniger mit gerader Bahn der Teilchen und solche mit kreis- oder spiralförmiger Bahn.

In die erste Gruppe gehören Beschleunigungsrohre mit Spannungsquellen, mehrstufige Hochfrequenzbeschleuniger und lineare Be-

schleuniger mit Wellenleitern, während zur zweiten Gruppe Geräte wie das *Cyklotron, Synchrocyklotron, Betatron, Elektronen-* und *Protonen-Synchrotron* zu rechnen sind.

Alle Beschleunigungsrohre müssen derartig konstruiert sein, daß ihre Durchschlagfestigkeit einen sicheren Betrieb bei dem an ihnen

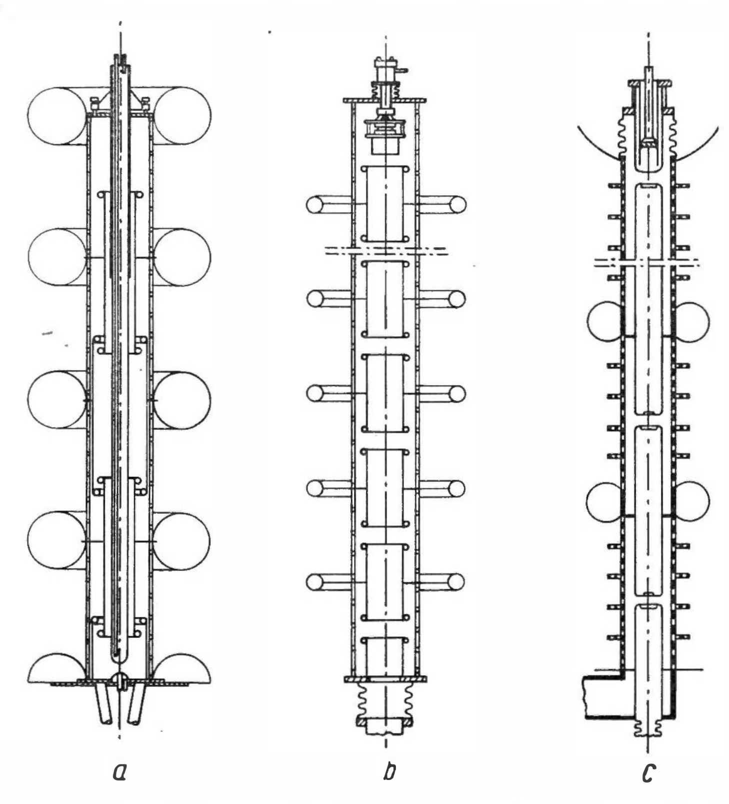


Abb. 29. Konstruktionsbeispiele (in schematischer Darstellung) von Entladungsröhren zur Beschleunigung
a) von Elektronen (in einer Röntgenröhre) nach LAURITSEN
b) von Deuteronen nach HAFSTADT, TUVE und DAHL
c) von Deuteronen nach BOUWERS und HEYN

liegenden Potential gewährleistet. Dies wird in erster Linie durch Aufteilung der Spannung auf mehrere Beschleunigungselektroden erreicht, wie aus den in Abb. 29 wiedergegebenen Konstruktionsbeispielen ersichtlich ist.

Die Beschleunigungsrohre enthalten eine Elektronen- oder Ionenquelle, eine Mehrzahl von Beschleunigungselektroden und schließlich

die Auffangelektrode, an der die Kernreaktionen beobachtet werden. Derartige Beschleunigungsrohre müssen durch große Pumpanlagen unter Hochvakuum gehalten werden.

Als Spannungsquellen für ihren Betrieb dienen heute entweder Kaskadengeneratoren oder elektrostatische Generatoren. Der Aufbau eines Kaskadengenerators ist aus Abb. 30 ersichtlich. Der erste Kondensator $C\,1$ wird auf Spannung E (Spitzenspannung des Transformators) aufgeladen, jeder weitere Kondensator $C\,2$ bis $C\,6$ immer auf eine um E höhere Spannung, so daß schließlich an den Enden des angeschalteten Widerstandes und der parallel zu diesem geschalteten Beschleunigungsröhre die Spannung $6\,E$ liegt. Der Generator liefert Gleichstrom mit einer gewissen Welligkeit δE, die für gleiche Kapazitäten der einzelnen Kondensatoren $C\,1$ bis $C\,6$ folgenden Betrag aufweist:

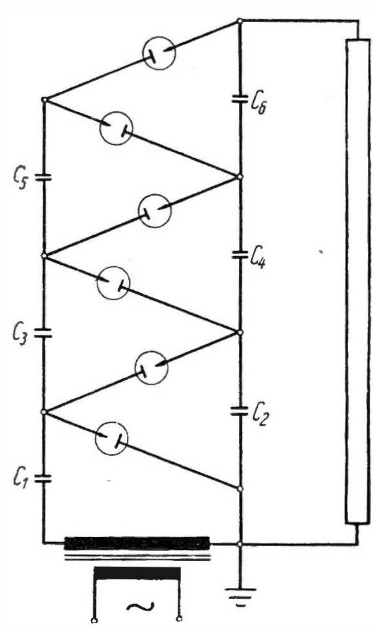


Abb. 30. Schaltschema eines Kaskadengenerators nach GREINACHER

$$\delta E = \frac{i}{f \cdot c} \cdot \frac{n\,(n+1)}{2}\,, \qquad \text{(B 6/1)}$$

wo i [A] der Strom, c [F] die Kapazität, f [Hz] die Netzfrequenz und n die Anzahl der Stufen bedeuten. Um kleinere Welligkeiten mit niedrigen Kapazitäten zu erzielen, wird zur Speisung des Transformators nicht Wechselstrom mit 50 Hz, sondern solcher mit 500 Hz benutzt. Kaskadengeneratoren werden heute für Spannungen bis 2 MeV und Strömen von einigen mA gebaut.

Bei den elektrostatischen Generatoren, deren Entwicklung von VAN DE GRAAF stammt, wird entsprechend dem in Abb. 31 wiedergegebenem Aufbauschema auf ein sich dauernd abrollendes Band B aus gutem Isoliermaterial vom Kamm C aus durch eine Entladung gegen die geerdete Platte D eine elektrostatische Ladung aufgesprüht, die durch einen zweiten Kamm E abgesaugt wird und zur äußeren Wand der kugelförmigen Elektrode A fließt, die somit aufgeladen wird. Die Spannung der Elektrode A gegen die Erde steigt so lange

stetig an, bis an ihrer Oberfläche ein derartiger Spannungsgradient entsteht, daß es zum Durchschlag gegen Erde oder zu einer Glimmentladung bzw. zu einer sog. stillen Entladung (Korona) und somit durch diese Verluste, die von einer gewissen Spannung ab mit der 2. bis 3. Potenz der Überspannung ansteigen, zu einer Spannungsbegrenzung kommt. Die mit dem Generator maximal erreichbare Spannung U_0 hängt in erster Linie vom Durchmesser der Elektrode A, der Entfernung der nächstliegenden geerdeten Flächen, dem Luftdruck und der Luftfeuchtigkeit ab. Um U_0 zu erhöhen, werden VAN DE GRAAF-Generatoren nicht frei an der Luft, sondern in Druckkesseln untergebracht. Bei dieser Konstruktion, von der ein Aufbauschema beispielsweise in Abb. 32 wiedergegeben ist, wird ein zweibändiger Generator und gleichzeitig mit ihm das Beschleunigerentladungsrohr in den Kessel eingebaut. Die ringförmigen Rohre R zwischen der Hochspannungselektrode E und dem geerdeten Kesselboden sorgen für einen gleichmäßigen Verlauf der Spannung sowohl im Generator als längs des Entladungsrohres. Die Betriebsdrucke in solchen Kesseln betragen ungefähr 15 atü. Es können bei verhältnismäßig kleinen Abmessungen Spannungen von 5 MeV und höher erzielt werden, wobei die praktisch erreichbare Ladungsdichte auf dem Bande bis zu $1{,}4 \cdot 10^{-9} C/\mathrm{cm}^2$ betragen kann und der erreichbare Strom sich durch Multiplikation der Ladungsdichte mit der Bandbreite und Bandgeschwindigkeit ergibt. Durch Verwendung mehrerer Bänder und hoher Bandgeschwindigkeiten können Ströme von einigen mA erzielt werden.

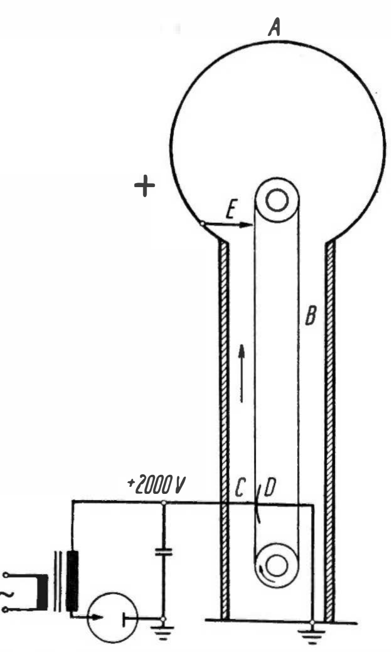


Abb. 31. Aufbauschema des elektrostatischen Hochspannungsgenerators nach VAN DE GRAAF: A: Hochspannungselektrode; B: Laufband aus Isoliermaterial; C: kammförmige Aufsprühelektrode; D: geerdete Gegenplatte hinter dem Laufband; E: kammförmige Elektrode zur Abnahme der Ladung

Bei den mehrstufigen Beschleunigungsröhren nach WIDEROE erfolgt die Beschleunigung der Teilchen zwischen den Elektroden durch

Wirkung einer sich fortbewegenden Wanderwelle. Die Teilchen durchqueren nacheinander die Elektroden Z_1 bis Z_n entsprechend dem Schema der Abb. 33. Die den Elektroden zugeführte Hochfrequenz ist derartig gewählt, daß jedes Ion nach Verlassen einer Elektrode

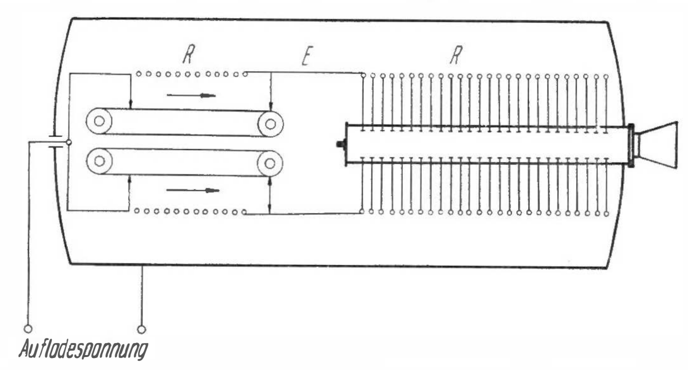


Abb. 32. VAN DE GRAAF-Generator und Beschleunigungsentladungsrohr im Hochdruckkessel, E: Hochspannungselektrode; R: Ringförmige Rohre

im Felde zwischen dieser und der nächsten Elektrode beschleunigt wird. Da die Geschwindigkeit der Teilchen mit der Wurzel aus der Anzahl der durchlaufenen Elektroden steigt, müssen die Längen der einzelnen Elektroden dementsprechend laufend größer gewählt werden.

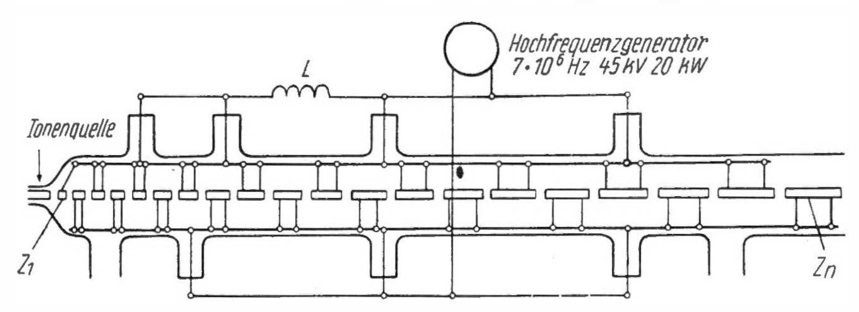


Abb. 33. Beschleunigungsröhre nach WIDEROE

Der lineare Beschleuniger mit Wellenleiter arbeitet nach einem etwas anderen Prinzip. Das elektromagnetische Feld, das durch kurze Wellen in Hohlleitern hervorgerufen wird, reißt sämtliche Elektronen, die sich im „beschleunigenden" Teil des elektrostatischen Feldes befinden, in Richtung seiner Fortbewegung mit und beschleunigt sie dabei. Die in den Hohlleiter „eingespritzten" Elektronen müssen eine Mindestgeschwindigkeit von $\frac{c}{2,5} = 1,2 \cdot 10^{10}$ cm/s besitzen, was einer Energie von ungefähr 50 keV entspricht. Durch Einlegen von

Ringen mit Löchern steigenden Durchmessers wird erzielt, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle langsam bis zu c steigt, entsprechend der steigenden Geschwindigkeit der beschleunigten Elektronen. Ungefähr 36% der zugeführten Hochfrequenzenergie werden zur Beschleunigung der Elektronen benutzt, ein Wirkungsgrad, der von keinem der sonstigen Beschleuniger erzielt wird. Pro 1 m Länge des Beschleunigers können Energien von mehreren MeV erteilt werden.

Das Prinzip der mehrstufigen Hochfrequenzbeschleunigung wird auch beim *Cyklotron*, dem klassischen Beschleuniger mit spiralförmiger Teilchenbahn, benutzt, dessen Aufbauschema und Arbeitsweise aus dem vertikalen und horizontalen Schnitt der Abb. 34, Teilbild I, hervorgehen. Zwischen den Polschuhen eines Magnetes befinden sich eine Vakuumkammer mit Ionenquelle und zwei halbdosenförmige (D-)Elektroden, die mit einem Hochfrequenzgenerator verbunden sind, sowie ferner eine Ablenkelektrode. Ein Masseteilchen, beispielsweise ein α-Teilchen der Masse m, der Ladung e und der Geschwindigkeit v, senkrecht zur Richtung der Kraftlinien des Magnetfeldes der Stärke H, wird eine Kreisbahn mit dem Radius R beschreiben, wobei

$$m\,v^2/R = H\,e\,v \qquad \text{(B 6/2)}$$

ist und für die Umlaufzeit t_u für eine Kreisbahn gilt:

$$t_u = 2\,\pi\,R/v = 2\,\pi\,m/H\cdot e. \qquad \text{(B 6/3)}$$

Man sieht daraus, daß die Umlaufzeit t_u nicht vom Bahnradius R abhängt und stets die gleiche ist, gleichgültig, ob die Teilchen (natürlich nur in bestimmten Grenzen) größere oder kleinere Energie und damit größere oder kleinere Geschwindigkeiten oder Bahnradien besitzen. Wenn die Frequenz des Oszillators

$$f = 1/t_u = H\,e/2\,\pi\,m \qquad \text{(B 6/4)}$$

ist, besteht die Möglichkeit der mehrfachen Beschleunigung. Da die Teilchen die Ionenquelle mit geringer kinetischer Energie verlassen, werden sie zuerst eine Kreisbahn mit äußerst kleinem Radius beschreiben. In dem Felde zwischen den beiden Dosenhälften werden sie beschleunigt, beschreiben dann in der einen Dosenhälfte eine etwas größere Halbkreisbahn, bei Verlassen derselben werden sie erneut im Felde beschleunigt, beschreiben in der zweiten Dosenhälfte einen größeren Halbkreis, und so wächst ihre Energie, bis sie mit wachsendem Bahnradius in die Nähe der negativ geladenen Ablenkelektrode gelangen, die sie aus ihrer Bahn reißt. Sie treffen dann auf eine Auffangelektrode aus dem unter Teilchenbestrahlung zu untersuchenden

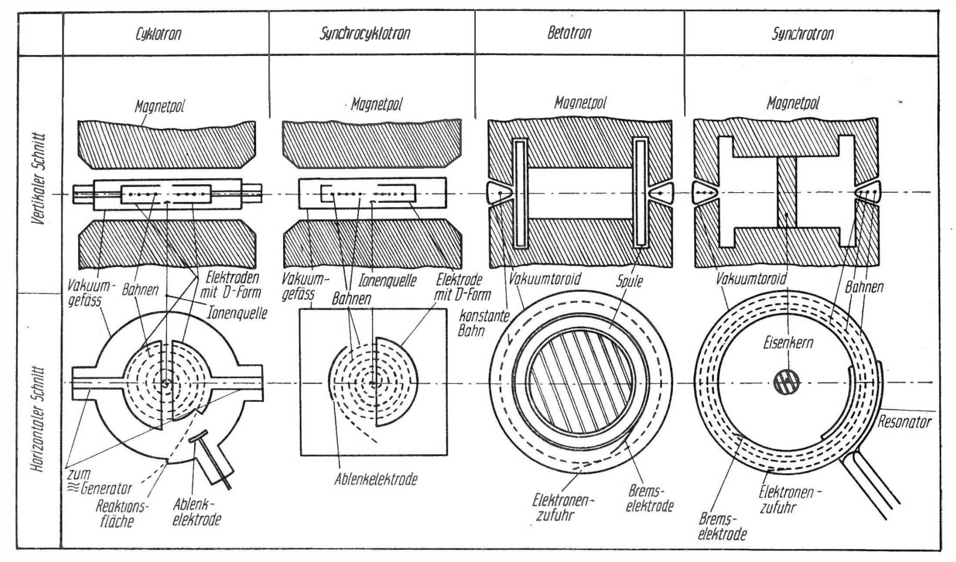


Abb. 34. Beschleuniger mit kreis- oder spiralförmiger Teilchenbahn

Material oder verlassen durch ein äußerst schwaches Fensterchen die Vakuumkammer.

Die maximal erreichbare Energie der Teilchen E_{max} beträgt dabei

$$E_{max} = \frac{m v^2}{2} = \frac{H^2 R^2 e^2}{2 m} = 2 \pi^2 m R^2 f^2. \qquad \text{(B 6/5)}$$

Sie ist also abhängig von $H^2 R^2$. Da bei Magneten mit Eisenkernen höchstens Felder mit 20000 Oersted erreicht werden können, ist es zwecks Erreichung höherer Teilchenenergie erforderlich, den Durchmesser der Polschuhe zu vergrößern, was jedoch auf technische Schwierigkeiten stößt. Zur Zeit können α-Teilchen in Cyklotronen bis auf 40 MeV und Deuteronen bis auf 20 MeV beschleunigt werden. Da sich bei Elektronen der relativistische Massenzuwachs (m/m_0 siehe Tabelle B 2/7) schon bei niedrigen Energien bemerkbar macht, sind Cyklotrone zur Beschleunigung von Elektronen ungeeignet. Die Cyklotrone benötigen Hochfrequenzgeneratoren mit hohen Leistungen, da die maximale Energie auf möglichst schnellem Wege erzielt werden soll. Sie ermöglichen beinahe kontinuierliche Teilchenausstrahlung. Wichtig für den Betrieb von Cyklotronen ist das von VEKSLER und gleichzeitig von MCMILLAN entdeckte Prinzip der Phasenstabilität. Wenn im Cyklotron (ohne Ablenkelektrode) die beschleunigten Teilchen die maximal erzielbare Energie E_{max} erreichen, werden sie automatisch im Felde zwischen den beiden Elektroden derartig beschleunigt oder gebremst, daß sie jeweils den Spalt zwischen beiden Elektroden zu dem Zeitpunkt passieren, zu dem das Feld „Null" ist; sie stabilisieren sich phasenmäßig und auf bestimmter Bahn. Um höhere Energiewerte als die angeführten zu erreichen, müssen entweder die Frequenz des Oszillators oder die Stärke des Magnetfeldes oder beide gleichzeitig verändert werden, eine Tatsache, der bei anderen Beschleunigertypen Rechnung getragen wird.

Das Synchrocyklotron. Bei diesem Beschleuniger von schweren Teilchen, dessen Aufbauschema und Arbeitsweise aus Abb. 34, Teilbild II, hervorgehen, wird mit konstantem Magnetfeld und veränderlicher Hochfrequenz in der Weise gearbeitet, daß der Oszillator einen veränderlichen Drehkondensator mit einer Umdrehungszahl von 50/min besitzt, der die Betriebsfrequenz ändert. Die Beschleunigungselektrode in D-Form wird mit dem Hochfrequenzgenerator verbunden, dessen zweiter Pol ebenso wie das Vakuumgefäß geerdet ist. Die Erhöhung der Frequenz ermöglicht es, mit steigender Geschwindigkeit der Teilchen Phasenstabilität und weitere Beschleunigung im Felde vor der D-Elektrode zu erreichen. Bei einem Polschuhdurchmesser von 431 cm und einem Magnetfeld von 18600 Oersted

werden im Synchrocyklotron der Universität Chicago Protonen auf Energien bis zu 450 MeV beschleunigt. Um sich ein ungefähres Bild von der Größe eines solchen Gerätes zu machen, sei erwähnt, daß allein das Gewicht des Magneten bei dem erwähnten Synchrocyklotron 2070 t beträgt.

Das Betatron. Im Gegensatz zu den vorher geschilderten Cyklotronen dient das Betatron, wie schon sein Name verrät, zur Beschleunigung von Elektronen. Sein Aufbau und seine Wirkungsweise sind in Abb. 34, Teilbild III, angedeutet. In ein Toroid aus Glas oder Keramik, das sich zwischen den Polschuhen eines wechselstromgespeisten Elektromagneten befindet, werden Elektronen eingeschossen. Das magnetische Feld zwischen den Polschuhen, das die Elektronen in Kreisbahnen krümmt und für das der so zustande gekommene Elektronenstrom auf seiner Kreisbahn einen Strom wie in einem Leiter darstellt, induziert bei seinem Ansteigen eine elektromotorische Kraft, die eine Beschleunigung der Elektronen hervorruft, und zwar bis zum jeweiligen Erreichen der maximalen Stärke des Magnetfeldes. Kurz vor Erreichung dieses Zeitpunktes werden die Elektronen aus ihrer Kreisbahn abgelenkt und treffen auf die Bremselektrode auf, wo sie harte Röntgenstrahlung hervorrufen. Auf diese Weise werden jeweils pro Periode *ein* bzw. bei gleichzeitiger Ausnutzung der negativen Halbwelle *zwei* Strahlenbündel ausgesandt.

Elektronen-Synchrotron. Dieser Beschleuniger, dessen Aufbauschema und Arbeitsweise in Abb. 34, Teilbild IV, skizziert sind, benutzt neben dem Arbeitsprinzip des Betatrons nach Erreichung einer ausreichenden Geschwindigkeit der Elektronen ($\approx 0{,}98\, c$) eine weitere Beschleunigung im Felde von Hohlraumresonatoren. Die diesen Resonatoren zugeführte Frequenz ist konstant und beträgt

$$f = \frac{c}{2\pi R} \qquad \text{(B 6/6)}$$

(c = Lichtgeschwindigkeit, R = Radius der Elektronenkreisbahn). Nach Beginn der positiven Halbwelle bis zu ungefähr 20° arbeitet der Beschleuniger wie ein Betatron, von 20° bis 85° beschleunigt gleichzeitig der Resonator, und bei 85° wird der Elektronenstrahl auf die Bremselektrode nach innen abgelenkt. Abb. 35 zeigt, teilweise im Schnitt, die technische Ausführung eines Synchrotrons mit einem Bahnradius von 125 cm, bei dem die Hochfrequenz 38,2 MHz und die maximale Stärke des magnetischen Feldes 8000 Oersted betragen.

Das Protonen-Synchrotron. Dieser Beschleuniger ist ähnlich konstruiert wie das Elektronen-Synchrotron. Da jedoch bei niedrigen Energien die Protonen niedrige Geschwindigkeiten (kleine Bruchteile

von c) besitzen, muß die Frequenz sofort nach Beginn der Beschleunigung gleichzeitig mit der Geschwindigkeit der Protonen anwachsen. Da die Protonen bahn- und phasenstabilisiert sind, kann eine Beschleunigungsperiode länger als eine Sekunde dauern und die Bahn

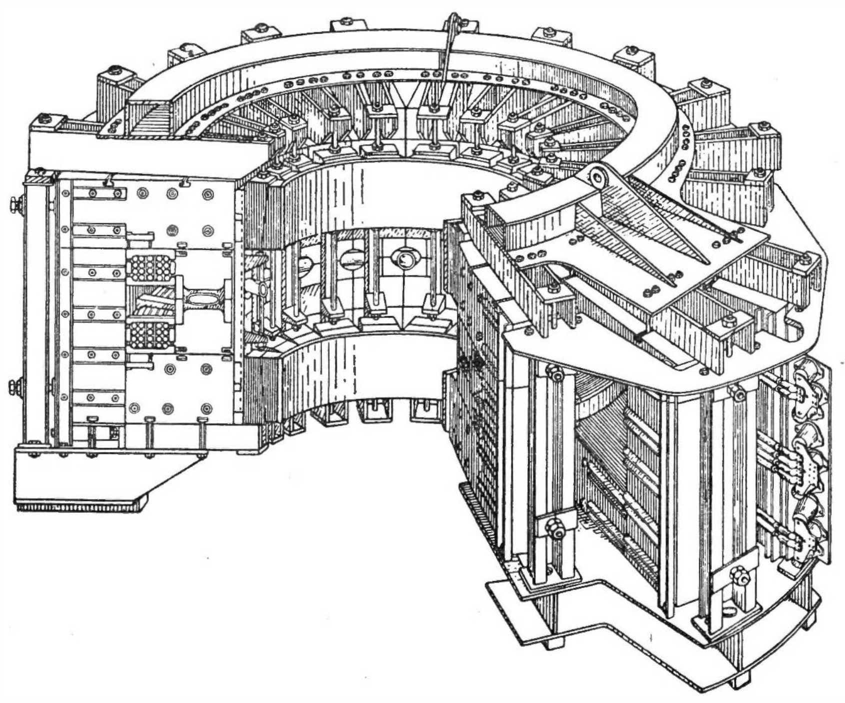


Abb. 35. Aufbau des Synchrotrons der Universität Glasgow zur Erzielung von Elektronenenergien bis 300 MeV

der Protonen mehrere 100000 km betragen. Das Protonen-Synchrotron der Universität Berkeley arbeitet mit einem Bahndurchmesser von 30 m und einer maximalen magnetischen Feldstärke von 16000 Oersted; es erzielt Protonenenergien bis 6440 MeV. Größere Beschleuniger dieses Typs sind teils im Bau, teils schon fertiggestellt. Wegen der hohen mit ihnen erzielbaren Strahlengeschwindigkeiten, mit denen man an die Energien der kosmischen Strahlung heranzukommen hofft, werden derartige Beschleuniger auch „Kosmotrone“ genannt.

C. Natürliche Radioaktivität

C 1. Zerfallsgesetze, radioaktives Gleichgewicht

Eine einheitliche radioaktive Substanz zerfällt nach einem bestimmten Zerfallsgesetz derart, daß von der ursprünglich vorhandenen Anzahl N_0 unter sich gleichartiger Atome nach einer bestimmten Zeit t [s] nur noch N_t unveränderte Atome übrig sind gemäß der Beziehung:

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \qquad \text{(C 1/1)}$$

wo λ [1/s] die sog. *Zerfallskonstante* ist. Durch Differenzieren dieser Gleichung ergibt sich

$$\frac{dN_t}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} = -\lambda N_t \quad \text{oder} \quad -\frac{1}{N_t} \cdot \frac{dN_t}{dt} = \lambda, \qquad \text{(C 1/2)}$$

d. h. also: die Zahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atomkerne ist proportional der Anzahl der vorhandenen, und die Zerfallskonstante λ gibt den in der Zeiteinheit zerfallenden Bruchteil dieser Kerne an.

Summiert man die Lebensdauer sämtlicher zerfallenen Kerne N_0, so erhält man für die Gesamtlebensdauer S den Ausdruck:

$$S = \int_0^\infty t \cdot \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \cdot dt = \frac{N_0}{\lambda} = N_0 \cdot \tau, \qquad \text{(C 1/3)}$$

wo $\tau = S/N_0 = 1/\lambda$ die *mittlere Lebensdauer* der radioaktiven Substanz ist. Viel gebraucht bei radioaktiven Beobachtungen wird ferner die *Halbwertszeit* T, die dadurch definiert ist, daß nach ihrem Ablauf die Hälfte aller ursprünglich vorhandenen Kerne zerfallen ist. Aus Gl. (C 1/1) ergibt sich daher

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda T}; \quad T = \frac{1}{\lambda} \cdot \ln 2 = \tau \cdot \ln 2, \qquad \text{(C 1/4)}$$

und es bestehen daher zwischen der *Zerfallskonstante* λ, der *mittleren Lebensdauer* τ und der *Halbwertszeit* T die folgenden Umrechnungsgleichungen:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{\tau} = \frac{0{,}693\,147}{T}, \\ \tau &= \frac{1}{\lambda} = 1{,}442\,695\, T, \\ T &= 0{,}693\,147 \cdot \tau = \frac{0{,}693\,147}{\lambda}. \end{aligned} \qquad \text{(C 1/5)}$$

Die Werte von τ und T werden je nach ihrer Größe in s, min, h, d (Tagen) oder a (Jahren) und λ in den entsprechenden reziproken Einheiten angegeben. Diese drei Werte sind für jede radioaktive Substanz charakteristisch und können nicht durch äußere Einflüsse verändert werden.

Eine aus N_2 Atomen bestehende Menge einer radioaktiven Substanz 2 steht „im *radioaktiven Gleichgewicht*" mit der aus N_1 Atomen bestehenden Muttersubstanz 1, wenn die Nacherzeugung aus der Muttersubstanz den eigenen Zerfall der Substanz 2 gerade kompensiert. Es ist also im radioaktiven Gleichgewicht

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2 = 0 \qquad \text{(C 1/6)}$$

oder

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot N_1. \qquad \text{(C 1/7)}$$

Für das radioaktive Gleichgewicht mehrerer Substanzen gilt allgemein

$$\lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_2 \cdot N_2 = \lambda_3 \cdot N_3 = \cdots \lambda_i \cdot N_i = \text{konst.} \qquad \text{(C 1/8)}$$

$$N_1 : N_2 : N_3 \ldots = 1/\lambda_1 : 1/\lambda_2 : 1/\lambda_3 \ldots = T_1 : T_2 : T_3 \ldots \qquad \text{(C 1/9)}$$

Voraussetzung für das radioaktive Gleichgewicht ist, daß die Zerfallskonstante λ_1 der Muttersubstanz selbst klein ist, so daß N_1 sich durch Zerfall äußerst gering verkleinert.

Ist jedoch die Voraussetzung (C 1/6) für das radioaktive Gleichgewicht nicht erfüllt, d. h., $dN_2/dt \neq 0$, so gilt für langlebige Muttersubstanzen

$$N_2 = N_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}). \qquad \text{(C 1/10)}$$

Für relativ kurzlebige Muttersubstanzen ($\lambda_1 > \lambda_2$) gilt

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2 \qquad \text{(C 1/11)}$$

und

$$N_2 = N_1 \frac{T_2}{T_1 - T_2} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \qquad \text{(C 1/12)}$$

Ist die Halbwertszeit T_1 der Muttersubstanz hinreichend größer als T_2 der Tochtersubstanz, so wird für genügend große Werte von t

$$N_2 = N_1 \frac{T_2}{T_1 - T_2} e^{-\lambda_1 t}. \qquad \text{(C 1/13)}$$

Haben Mutter- und Tochtersubstanz ähnliche Halbwertszeiten, so wird

$$N_2 = N_1 \frac{T_2}{T_1 - T_2} e^{-\lambda_1 t} (1 - e^{-t(\lambda_1 + \lambda_2)}). \qquad \text{(C 1/14)}$$

Zerfällt eine radioaktive Muttersubstanz nacheinander in verschiedene radioaktive Isotope bis zur Erreichung eines stabilen Endproduktes, so werden sämtliche Isotope dieses natürlichen radioaktiven Zerfallsprozesses als Angehörige einer radioaktiven Familie oder Reihe bezeichnet. Es gibt auf der Erde drei natürliche radioaktive Familien, die Uran-, Thorium- und Actinium-Familie.

C 2. Uran-Familie

Sie war die erste der radioaktiven Familien, die erforscht wurde. In der folgenden Tab. C 2/1 sind die Namen, Symbole, das jeweilige Zerfallsschema, die Halbwertszeit und die Strahlenenergien ihrer einzelnen Familienmitglieder (Zerfallsprodukt) wiedergegeben.

C 2/1. Die Uran-Familie

Element	Symbole	Zerfalls-Schema	Halbwerts-zeit T	Strahlenenergie [MeV] α	β	γ
Uran . . .	$^{238}_{92}U$ (UI)	α	$4{,}50 \cdot 10^9$ a	4,18	—	—
Thorium . .	$^{234}_{90}Th$ (UX_1)	β	24,1 d	—	0,2	0,09
Protactinium	$^{234}_{91}Pa$ (UX_2)	β	1,14 min	—	2,32	0,80
Uran . . .	$^{234}_{92}U$ (UII)	α	$2{,}67 \cdot 10^5$ a	4,79	—	—
Thorium . . (Ionium)	$^{230}_{90}Th$ (Io)	α	$8 \cdot 10^4$ a	4,66	—	0,24
Radium . .	$^{226}_{88}Ra$	α	1622 a	4,79	—	0,19
Radon . . .	$^{222}_{86}Rn$	α	3,825 d	5,49	—	—
Polonium. .	$^{218}_{84}Po$ (RaA)	α	3,05 min	5,99	β	—
Blei	$^{214}_{82}Pb$ (RaB)	β	26,8 min	—	0,65	γ
Wismut . .	$^{214}_{83}Bi$ (RaC)	99,7 % β / 0,03 % α	19,7 min	5,50	3,17	1,8
Polonium. .	$^{214}_{84}Po$ (RaC′)	α	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$ s	7,68	—	—
Thallium . .	$^{210}_{81}Tl$ (RaC″)	β	1,32 min	—	1,80	—
Blei	$^{210}_{82}Pb$ (RaD)	β	22,2 a	—	0,25	0,047
Wismut . .	$^{210}_{83}Bi$ (RaE)	β	5,04 d	—	1,17	—
Polonium. .	$^{210}_{84}Po$ (RaF)	α	139 d	5,30	—	γ
Blei.	$^{206}_{82}Pb$ (RaG)		stabil	—	—	—

Die alten Symbole sind in dieser, wie in den nächsten Familientabellen in Klammern angeführt. Eigentümlich ist der bei allen radioaktiven Familien vorkommende duale Zerfall, der bei der Uranium-Familie bei RaC = $^{214}_{83}$Bi auftritt. Wichtigste der Zerfallsstoffe der Uran-Familie sind einmal das Radium $^{226}_{88}$Ra, das für therapeutische Zwecke, z. B. zur Krebsbekämpfung, und für Leuchtfarben mit Szintillationsstoffen (meistens ZnS) benutzt wird, und sodann das Uran $^{238}_{92}$U, das für Zwecke der Atomenergiegewinnung durch Kernspaltung (s. Kap. D 8) Verwendung findet.

C 3. Thorium-Familie

Die Mitglieder dieser Familie sind in der folgenden Tab. C 3/1 aufgeführt.

C 3/1. Die Thorium-Familie

Name	Symbole	Zerfalls-Schema	Halbwerts-zeit T	Strahlenenergie [MeV] α	β	γ
Thorium . . .	$^{232}_{90}$Th	α	$1{,}39 \cdot 10^{10}$ a	4,20	—	—
Mesothorium 1	$^{228}_{88}$Ra (MsTh1)	β	6,7 a	—	0,053	—
Mesothorium 2	$^{228}_{89}$Ac (MsTh2)	β	6,13 h	4,5	1,53	—
Radiothorium	$^{228}_{90}$Th (RdTh)	α	1,90 a	5,42	—	0,85
Thorium X. .	$^{224}_{88}$Ra (ThX)	α	3,64 d	5,68	—	—
Thoron	$^{220}_{86}$Rn (Tn)	α	54,5 s	6,28	—	—
Thorium A . .	$^{216}_{84}$Po (ThA)	α	0,158 s	6,77	β	—
Thorium B	$^{212}_{82}$Pb (ThB)	β	10,6 h	—	0,36	—
Thorium C . .	$^{212}_{83}$Bi (ThC)	65 % β / 35 % α	60,5 min	6,05	2,20	γ
Thorium C′. .	$^{212}_{84}$Po (ThC′)	α	$3 \cdot 10^{-7}$ s	8,77	—	—
Thorium C″ .	$^{208}_{81}$Tl (ThC″)	β	3,1 min	—	1,82	2,62
Thorium D . .	$^{208}_{82}$Pb (ThD)		stabil	—	—	—

Wie man sieht, besitzt auch diese Familie einen dualen Zerfall, und zwar beim ThC = $^{212}_{83}Bi$. Die technisch wichtigsten Vertreter dieser Familie sind das Mesothorium 1, das ähnlich wie das normale Radium $^{226}_{88}Ra$ verwendet wird, sowie die Muttersubstanz der Familie, das Thorium $^{232}_{90}Th$, das ebenfalls als Ausgangsstoff für Atomenergiegewinnung Bedeutung hat.

C 4. Actinium-Familie

Ihre Mitglieder sind in der folgenden Tab. C 4/1 aufgeführt.

C 4/1. Die Actinium-Familie

Name	Symbole	Zerfalls-Schema	Halbwerts-zeit T	Strahlenenergie [MeV]		
				α	β	γ
Actino-Uran	$^{235}_{92}U$	α	$8{,}91 \cdot 10^{8}$ a	4,56	—	—
Actinium Y .	$^{231}_{90}Th$ (UY)	β	24,6 h	—	≈0,2	—
Protactinium	$^{231}_{91}Pa$	α	$3{,}43 \cdot 10^{4}$ a	5,05	—	γ
Actinium . .	$^{227}_{89}Ac$	β	21,7 a	—	0,22	—
Radioactinium	$^{227}_{90}Th$ (RdAc)	α	18,9 d	6,05	—	γ
Actinium X .	$^{223}_{88}Ra$ (AcX)	α	11,2 d	5,72	—	γ
Actinon . .	$^{219}_{86}Rn$ (An)	α	3,92 s	6,82	—	—
Actinium A .	$^{215}_{84}Po$ (AcA)	α	$1{,}83 \cdot 10^{-3}$ s	7,36	—	—
Actinium B .	$^{211}_{82}Pb$ (AcB)	β	36,1 min	—	0,5 1,4	0,6
Actinium C .	$^{211}_{83}Bi$ (AcC)	0,32 % β / 99,68 % α	2,16 min	6,62	0,75	γ
Actinium C′	$^{211}_{84}Po$ (AcC′)	α	$5 \cdot 10^{-3}$ s	7,43	—	—
Actinium C″	$^{207}_{81}Tl$ (AcC″)	β	4,76 min	—	1,47	γ
Actinium D .	$^{207}_{82}Pb$ (AcD)		stabil	—	—	—

Muttersubstanz dieser Familie ist das für die Kernspaltung durch thermische Neutronen wichtige Uranisotop $^{235}_{92}U$ (vgl. auch Kap. D 8).

Die Glieder dieser Familie sind daher in Uranerzen neben den Gliedern der Uran-Radium-Familie (Tab. C 2/1) vorhanden. Zwischen dem Zerfallsschema der Actiniumreihe und der Thoriumreihe ist, wie man sieht, eine große Ähnlichkeit vorhanden: Sein Verlauf ist in beiden Familien vom Radio-Actinium bzw. vom Radio-Thorium ab identisch.

C 5. Sonstige natürliche radioaktive Stoffe

Fast jeder normale Werkstoff besitzt als Folge der meist in Spuren vorhandenen Verunreinigungen eine schwache Radioaktivität, die jedoch nicht immer auf das Vorhandensein von Mitgliedern der oben behandelten radioaktiven Familien zurückzuführen ist, sondern meist durch die Anwesenheit von Spuren eines oder mehrerer der 4 leichten Elemente: K, Rb, Lu und Re, die alle je ein radioaktives Isotop besitzen, veranlaßt wird. Es wird aus diesem Grunde in der folgenden Tab. C 5/1 eine Übersicht über die in Frage kommenden radioaktiven Isotope dieser Elemente, ihre relative Häufigkeit, ihre Halbwertszeit, ihre Zerfallsart und ihre Strahlenenergien gegeben.

C 5/1. Sonstige natürliche radioaktive Stoffe

Isotop	Rel. Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Zerfalls-art	Strahlenenergie in MeV
$^{40}_{19}K$	0,0119	$1{,}31 \cdot 10^{9}$ a	β, γ, K	β: 1,35 γ: 1,46
$^{87}_{37}Rb$	27,85	$6{,}1 \cdot 10^{10}$ a	β, γ	β: 0,28 γ: schwach
$^{176}_{71}Lu$	2,6	$2{,}4 \cdot 10^{10}$ a	β, γ	β: 0,215 und 0,4 γ: 0,260
$^{187}_{75}Re$	62,93	$4 \cdot 10^{12}$ a	β	0,043

D. Kernreaktionen, künstliche Radioaktivität

D 1. Wirkungsquerschnitte, Reaktionstypen

An Stelle von komplizierten Gleichungen für die Wahrscheinlichkeit von Kernreaktionen durch Beschießung von Atomkernen mit Elementarteilchen benutzt man den Begriff des sog. *Wirkungsquerschnittes*: Stellt man sich einen dichten Korpuskularteilchenstrom mit der Intensität I_0 und mit einem Querschnitt von 1 cm² vor, dem ein einziges Atom im Wege steht, so wird das Verhältnis dI/I_0 der durch das Atom gebremsten oder absorbierten Korpuskularteilchen dI zu der ursprünglichen Teilchenzahl I_0 der (atomare) *Wirkungsquerschnitt* σ [cm² pro Kern] des Isotops für die betreffende Korpuskularteilchenstrahlung genannt:

$$\sigma = dI/I_0. \tag{D 1/1}$$

Auch für γ-Quanten gilt diese Definition. Es ist üblich, den Wirkungsquerschnitt in Einheiten von $10^{-24}\,\text{cm}^2$ = „Barn" auszudrücken.

Bei Neutronenbeschuß von Atomen können nebeneinander 3 Effekte auftreten:

1. Das stoßende Neutron wird elastisch[1]) gestreut, d. h., es gibt einen Teil seiner kinetischen Energie an den angestoßenen Atomkern ab, wobei es um einen gewissen Winkel aus seiner ursprünglichen Bahnrichtung abgelenkt (gestreut) wird. Diese Wirkung wird bei den sog. „Moderatoren" im Kernreaktor (s. Kap. D 11) ausgenutzt.

2. Das stoßende Neutron wird absorbiert, d. h., es verbleibt im Kern, der dadurch „angeregt" wird und ein Photon oder ein oder mehrere Elementarteilchen aussendet. Diese Art Neutronenabsorption wird in den sog. „produzierenden Reaktoren" (s. Kap. D 11) zur Erzeugung von $^{239}_{94}$Pu nach dem Reaktionsschema D 7/3 und $^{233}_{92}$U nach D 7/4 ausgenutzt.

3. Das stoßende Neutron spaltet den Kern, d. h., es wird zuerst vom Kern absorbiert, wobei der angeregte Kern etwa gemäß Abb. 39

---

[1]) Neben der elastischen Streuung kann auch eine unelastische Streuung beobachtet werden, bei der das Neutron kurzfristig vom Atomkern eingefangen wird, ihn jedoch in sehr kurzer Zeit wieder verläßt. Diese Reaktionsart ist aber nur für theoretische Arbeiten interessant.

in zwei neue relativ große Kerne zerfällt und 2—3 neue Neutronen entstehen. Dieser Effekt kann jedoch nur bei den schwersten Isotopen auftreten und wird im Brennstoff der Atommeiler und Atombomben ausgenutzt.

Bei künstlichen Kernreaktionen setzt sich daher der totale „Wirkungsquerschnitt" σ_T zusammen aus einem „Streuungsquerschnitt" σ_S, einem „Absorptionsquerschnitt" σ_A, und bei den schwersten Isotopen noch einem „Spaltungsquerschnitt" σ_F gemäß:

$$\sigma_T = \sigma_S + \sigma_A\ (+\ \sigma_F). \qquad \text{(D 1/2)}$$

Die genannten Wirkungsquerschnitte sind abhängig von der kinetischen Energie der beschießenden Strahlen (s. Abb. 44—46). In der Theorie der Kernreaktoren wird häufig der *totale makroskopische Wirkungsquerschnitt* Σ_T [1/cm] benutzt gemäß:

$$\Sigma_T = N \cdot \sigma_T = N\,(\sigma_S + \sigma_A + \sigma_F), \qquad \text{(D 1/3)}$$

wo N [Kerne/cm³] die Anzahl der Atome pro Kubikzentimeter[1]) und σ [cm²/Kern] der Wirkungsquerschnitt pro Kern bedeuten.

Σ_A ist also im Falle der Absorption die Summe aller atomaren Absorptionsquerschnitte $(\sigma_A + \sigma_F)$ pro cm³ Absorptionsmaterial und entspricht dabei einem linearen Absorptionskoeffizienten, während $1/\Sigma_A$ in diesem Falle die *mittlere freie Absorptionsweglänge* λ_A *der* Korpuskularstrahlung ist. In der Reaktortheorie wird auch häufig die *mittlere freie (Streu-) Weglänge* $\lambda_S = 1/\Sigma_S$ benutzt. Beschießt man beispielsweise eine Platte der Dicke d [cm] aus einem zu künstlicher Radioaktivität anzuregenden Material mit einem Neutronenstrahl der Intensität I_0 [Neutronen/cm²], so ist die Intensität des austretenden Neutronenstrahles I [Neutronen/cm²]:

$$I = I_0 \cdot e^{-d \cdot \Sigma_A} = I_0 \cdot e^{-d/\lambda_A}, \qquad \text{(D 1/4)}$$

wo Σ_A [1/cm] der makroskopische Absorptionswirkungsquerschnitt und λ_A [cm] die mittlere freie (Absorptions-)Weglänge der Neutronen bedeuten.

Die Bildung eines Radioisotops mit der Zerfallskonstante λ bei der Bestrahlung mit einer konstanten Neutronenquelle erfolgt ähnlich wie die Bildung einer radioaktiven Tochtersubstanz aus einer langlebigen Muttersubstanz (siehe Gleichung C 1/10). Es ist

$$A_t = A_\infty\,(1 - e^{-\lambda t}), \qquad \text{(D 1/5)}$$

[1]) Die Anzahl N der Atome in 1 cm³ eines Materials vom Atomgewicht A und der Dichte ϱ [g/cm³] ist bekanntlich

$$N = \frac{L \cdot \varrho}{A},$$

wo L die LOSCHMIDT-Zahl (6,023 · 10²³ Atome pro Grammatom) bedeutet.

wo A_t die absolute Aktivität nach Bestrahlungsdauer t und A_∞ die absolute Aktivität nach unendlich langer Bestrahlungsdauer sind. Die absolute Aktivität A_t [mC] eines Präparates der Masse G [g], des Molekulargewichtes M [g] mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt σ_A [Barn] beträgt:

$$A_t = 2{,}71 \cdot 10^{-8} \frac{G}{M} \sigma_A \cdot \Phi \left(1 - e^{-\lambda t}\right), \qquad \text{(D 1/6)}$$

wo Φ [1/cm$^2 \cdot$ s] der Neutronenstrom ist.

Durch das Beschießen von Atomkernen mit Elementarteilchen entstehen, wie erwähnt, — eine oder mehrere — Kernreaktionen, aus denen stabile Isotope oder instabile Isotope (sog. künstlich radioaktive Substanzen) hervorgehen. Die wichtigsten Kernreaktionstypen sind in der folgenden Tab. D 1/7 zusammengestellt.

Tab. D 1/7. Wichtige Kernreaktionstypen

Projektil	bei Reaktionsprodukten					bei Reaktionsarten	
	α	p	n	$2n$	γ	f	s
n	n, α	n, p	—	$n, 2n$	n, γ	n, f	n, s
p	p, α	—	p, n	—	p, γ	—	—
d	d, α	d, p	d, n	$d, 2n$	—	d, f	d, s
α	—	α, p	α, n	—	—	α, f	α, s

n = Neutron, p = Proton, d = Deuteron, α = Alphateilchen, γ = Gamma-Strahlung, f = Kernspaltung, s = Kernzersplitterung (s. Text)

Das Symbol f in Tab. D 1/7 bedeutet „Kernspaltung", die in Kap. D 8 behandelt wird. Diese Kernspaltung kann nicht nur durch schnelle oder langsame Neutronen, wie dort beschrieben, ausgelöst werden, sondern auch durch äußerst energiereiche α- oder d-Strahlen. Das Symbol s in Tab. D 1/7 bedeutet „Kernzersplitterung" (englisch: spallation), d. h. „Aussendung einer großen Anzahl von Protonen und Neutronen". Diese Kernzersplitterung wird ebenfalls durch äußerst energiereiche α-, d-, Neutronenstrahlen und Höhenstrahlung hervorgerufen.

Selbstverständlich werden bei derartigen Kernreaktionen die Massenzahl A und die Ordnungszahl Z geändert. In der Abb. 36 sind diese Änderungen von A und Z für verschiedene Kernreaktionstypen zusammengestellt.

Im einzelnen werden diese und andere Kernreaktionen in den folgenden Abschnitten behandelt.

D 2. Kernreaktionen mit Alpha-Teilchen

Solche Reaktionen sind nur möglich bei genügend hoher kinetischer Energie der α-Teilchen, da diese den GAMOW-Potentialwall (s. B 1) der beschossenen Atomkerne überwinden müssen. Aber auch solche energiereiche α-Teilchen können nur dann den genannten Potentialwall durchbrechen, wenn sie gleich am Anfang ihres Weges mit einem Atomkern reagieren, weil sie sonst schnell durch Ionisation ihre kinetische Energie verlieren und dann nicht mehr in der Lage sind, eine Kernreaktion einzugehen. Es sind zwei Kernreaktionen mit α-Teilchen beobachtet worden:

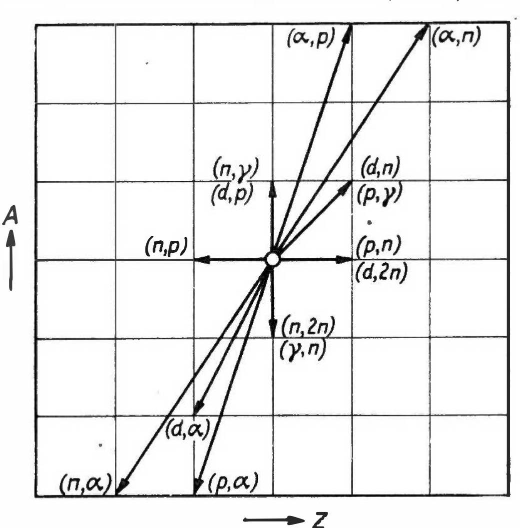


Abb. 36. Änderungen von Massenzahl A und Ordnungszahl Z, hervorgerufen durch verschiedene Kernreaktionstypen. Erstes Symbol in den Klammern = beschießendes Teilchen oder Quant, zweites Symbol = ausgesandtes Teilchen oder Quant

1. $\alpha \to n$, d. h. eine Kernreaktion mit α-Teilchen, bei der Neutronen ausgesandt werden. Die Produkte dieser α-Reaktion sind häufig Positronenstrahler.

Beispiel[1]):

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{4}_{2}\alpha \to ^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{1}_{0}n\,. \tag{D 2/1}$$

2. $\alpha \to p$, d. h. eine Kernreaktion mit α-Teilchen, bei der Protonen frei werden. Die Produkte dieser zweiten α-Reaktionsart besitzen im allgemeinen stabile Kerne.

Klassisches Beispiel RUTHERFORD 1919[2]):

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + ^{4}_{2}\alpha \to ^{17}_{8}\mathrm{O} + ^{1}_{1}p\,. \tag{D 2/2}$$

[1]) Diese Reaktion wird in der Laboratoriumspraxis häufig zur Erzeugung von Neutronen verwendet, indem man in ein evakuiertes Glaskügelchen feingepulvertes Beryllium und als α-Strahler Radiumemanation oder eine Radiumverbindung einfüllt. Nach ANDERSON und FELD beträgt die Ausbeute einer $\mathrm{RaBr_2}$ + Be-Neutronenquelle mit einer genügenden Menge feinst gepulverten Be-Staubes ca. $1{,}7 \cdot 10^1$ Neutronen pro Sekunde und mg Ra.

[2]) Diese erste künstliche Kernreaktion wurde seinerzeit irrtümlich als „*Kernzertrümmerung*" bezeichnet (vgl. hierzu Kap. F 1).

D 3. Kernreaktionen mit Beta-Strahlen

Solche Reaktionen werden praktisch nicht beobachtet, und zwar aus folgenden Gründen:

1. Hat ein Atomkern eine hohe „Reaktionswahrscheinlichkeit", d. h. einen günstigen Wirkungsquerschnitt für β-Strahlen, so fängt er sich selbst eines der in seiner K-Schale vorhandenen Elektronen ein; *K-Einfang* (s. B 4).

2. β-Strahlen erzeugen im MAXWELL-Feld der Materie Bremsstrahlung und verlieren so schnell ihre kinetische Energie, so daß sie dann nicht mehr in der Lage sind, die Hüllenelektronenschalen zu durchqueren und in Kernnähe zu gelangen.

D 4. Kernreaktionen mit Gamma-Strahlung

Es gibt zwei Reaktionstypen dieser Art:

1. $\gamma \rightarrow p$, also eine γ-Reaktion, bei der ein Proton erzeugt wird. Diese Reaktion wurde nur beim Deuterium beobachtet gemäß:

$$^{2}_{1}\mathrm{D} + ^{0}_{0}\gamma \rightarrow ^{1}_{0}n + ^{1}_{1}p \, . \qquad \text{(D 4/1)}$$

2. $\gamma \rightarrow n$, also eine γ-Reaktion, bei der ein Neutron frei wird. Die Wahrscheinlichkeit für diese Reaktion ist von vornherein im allgemeinen sehr klein; sie setzt erst bei einer Energieschwelle ein, die für jede beschossene Isotopenart charakteristisch ist. Das Reaktionsprodukt ist meistens ein Positronenstrahler.

Beispiel[1]):

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{0}_{0}\gamma \rightarrow ^{8}_{4}\mathrm{Be} + ^{1}_{0}n \, . \qquad \text{(D 4/2)}$$

D 5. Kernreaktionen mit Protonen-Strahlen

Diese Reaktionen werden häufig zur Erzeugung künstlicher Radioaktivität benutzt, da Protonen-Strahlen schon bei niedriger Energie große Wirkungsquerschnitte besitzen und sehr leicht erzeugt werden können. Es sind 4 Reaktionstypen bekannt.

1. p-Einfang, der eine für die Kerne charakteristische Resonanzenergie voraussetzt. Die Reaktionsprodukte sind Positronenstrahler oder Gamma-Strahler.

---

[1]) Auch diese Reaktion wird häufig im Laboratorium zur Erzeugung von Neutronen benutzt.

Beispiel:

$$^{12}_{6}C + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{13}_{7}N. \qquad (D\ 5/1)$$

2. $p \rightarrow n$: Diese Reaktionen haben eine Energieschwelle, ihre Reaktionsprodukte sind Positronenstrahler.

Beispiel:

$$^{11}_{5}B + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{11}_{6}C + ^{1}_{0}n. \qquad (D\ 5/2)$$

3. $p \rightarrow \alpha$: Es treten stabile Reaktionsprodukte auf.

Beispiel:

$$^{19}_{9}F + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{16}_{8}O + ^{4}_{2}\alpha. \qquad (D\ 5/3)$$

4. $p \rightarrow d$: Diese Reaktion wurde nur beim $^{9}_{4}Be$ beobachtet:

Beispiel:

$$^{9}_{4}Be + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{8}_{4}Be + ^{2}_{1}d. \qquad (D\ 5/4)$$

D 6. Kernreaktionen mit Deuteronen-Strahlen

Auch diese Reaktionen haben hohe Wirkungsquerschnitte und lassen sich experimentell leicht durchführen. Es sind drei Reaktionstypen bekannt:

1. $d \rightarrow p$. Die Reaktionsprodukte sind Betastrahler.

Beispiel:

$$^{23}_{11}Na + ^{2}_{1}d \rightarrow ^{24}_{11}Na + ^{1}_{1}p. \qquad (D\ 6/1)$$

2. $d \rightarrow n$. Die Reaktionsprodukte sind Positronenstrahler.

Beispiel:

$$^{12}_{6}C + ^{2}_{1}d \rightarrow ^{13}_{7}N + ^{1}_{0}n. \qquad (D\ 6/2)$$

3. $d \rightarrow \alpha$. Die Reaktionsprodukte sind meistens stabil.

Beispiel:

$$^{16}_{8}O + ^{2}_{1}d \rightarrow ^{14}_{7}N + ^{4}_{2}\alpha. \qquad (D\ 6/3)$$

D 7. Kernreaktionen mit Neutronen-Strahlen

Da die Neutronen keine Ladung besitzen, so können sie in jeden Atomkern eindringen und somit in allen Isotopen leicht Kernumwandlungen hervorrufen. Sie sind daher die wichtigsten Strahlen zur Erzeugung künstlicher Radioaktivität. Je geringer ihre Energie und damit ihre Geschwindigkeit, desto größer ist die Zeit, in der sich die

Neutronen in Nähe des Atomkernes aufhalten und desto größer die Wahrscheinlichkeit der Kernreaktion. Viele Neutron-Kernreaktionen folgen daher dem $1/v$-Gesetz:

$$\sigma_A = K \cdot \frac{1}{v_n} = K' \cdot \frac{1}{\sqrt{E_n}}, \qquad \text{(D 7/1)}$$

wo σ_A [Barn $= 10^{-24}$ cm²] der Wirkungsquerschnitt der Neutronen, v_n [cm/s] ihre Geschwindigkeit, E_n [eV] ihre Energie und K [Barn · cm/s] bzw. K' [Barn · (eV)$^{1/2}$] Konstanten bedeuten, die für jede

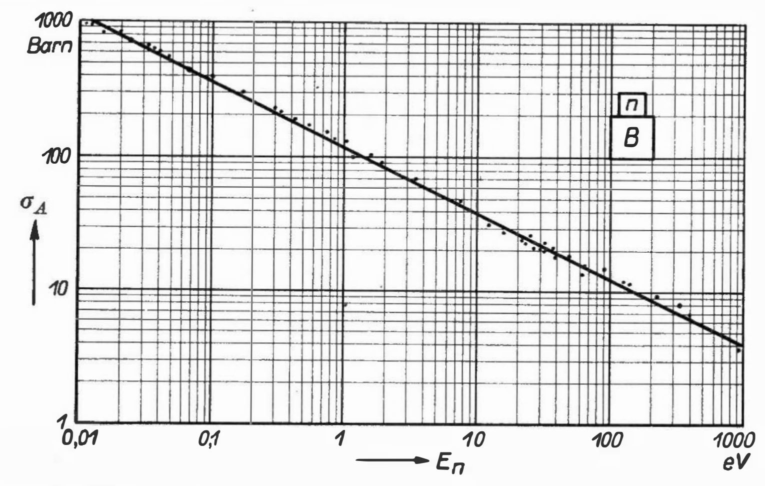


Abb. 37. Wirkungsquerschnitt σ_A von Bor für langsame Neutronen in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n

Isotopenart charakteristisch sind. Als Beispiel ist in der Abb. 37 der Verlauf des Wirkungsquerschnittes σ_A von Bor für langsame Neutronen gegeben, der, wie man sieht, gut dem $1/v$- bzw. $1/\sqrt{E_n}$-Gesetz (D 7/1) folgt. Bei anderen Reaktionen mit Neutronen findet man häufig Kurven des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der Energie, die Resonanzstellen aufweisen, in denen also der Wirkungsquerschnitt nach steilem Anstieg ebenso steil wieder abfällt. Nach Breit und Wigner erklären sich diese Resonanzstellen dadurch, daß ein Neutron mit der Energie der Resonanzstelle gerade diejenige Energie besitzt, die erforderlich ist, um den Atomkern auf einen angeregten Energieterm zu heben. Als Beispiel für eine derartige Neutronenreaktion mit Resonanzstelle ist in Abb. 38 der Verlauf des Wirkungsquerschnittes für Kadmium wiedergegeben, der, wie man sieht, eine Resonanzstelle bei 0,17 eV besitzt. Hinter der Resonanzstelle folgt der Verlauf des Wirkungsquerschnittes wieder dem $1/v$- bzw. $1/\sqrt{E_n}$-Gesetz (D 7/1).

Es gibt 4 Reaktionstypen für Neutronenabsorption, die manchmal bei demselben Isotop mehr oder minder nebeneinander vorkommen können:

1. n-Einfang. Die gebildeten Kerne sind β-Strahler.

Beispiel:

$$^{107}_{47}\mathrm{Ag} + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{108}_{47}\mathrm{Ag}. \qquad \text{(D 7/2)}$$

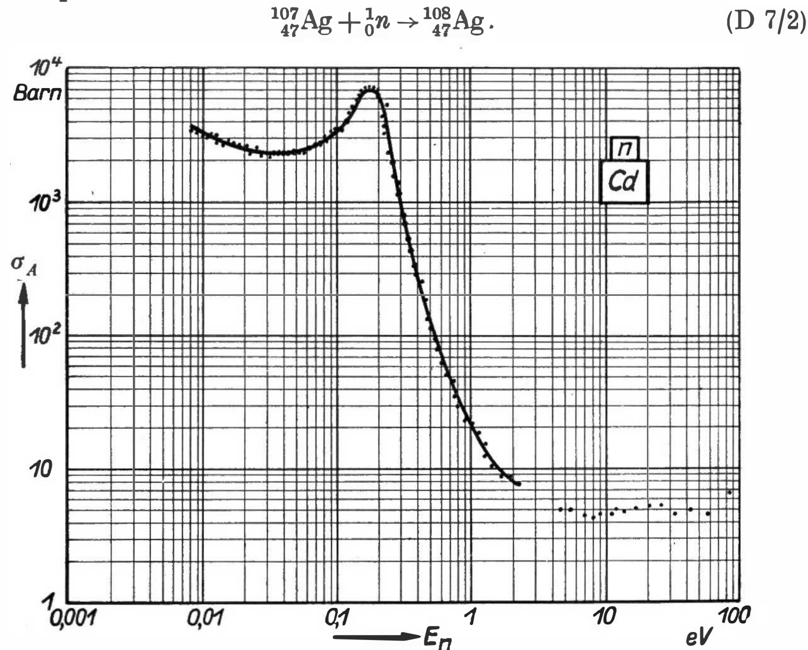


Abb. 38. Wirkungsquerschnitt σ_A von Kadmium für langsame Neutronen in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n

Besonders wichtig ist der Neutroneneinfang bei dem Isotop $^{238}_{92}\mathrm{U}$ gemäß dem Schema

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\nearrow\, ^{0}_{-1}e} ^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{\nearrow\, ^{0}_{-1}e} ^{239}_{94}\mathrm{Pu}, \qquad \text{(D 7/3)}$$

weil die dadurch hervorgerufene Reaktionsreihe zur Bildung des durch thermische Neutronenstrahlung spaltbaren[1]) Transurans $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ führt, und ferner bei dem Isotop $^{232}_{90}\mathrm{Th}$ gemäß:

$$^{232}_{90}\mathrm{Th} + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{233}_{90}\mathrm{Th} \xrightarrow{\nearrow\, ^{0}_{-1}e} ^{233}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow{\nearrow\, ^{0}_{-1}e} ^{233}_{92}\mathrm{U}, \qquad \text{(D 7/4)}$$

[1]) Über Kernspaltung s. Kap. D 8.

einer Reaktionsreihe, die zur Bildung des ebenfalls durch thermische Neutronen spaltbaren[1] $^{233}_{92}U$ führt. Beide Reaktionsreihen werden in den sog. „produzierenden Reaktoren“ (s. Kap. D 11) technisch ausgenutzt.

2. $n \rightarrow \alpha$. Die gebildeten Kerne zeigen häufig β-Strahlung.

Beispiel:

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{7}_{3}Li + ^{4}_{2}\alpha. \qquad \text{(D 7/5)}$$

3. $n \rightarrow p$. Für leichte Elemente hat diese Reaktion einen großen Wirkungsquerschnitt. Die gebildeten Kerne sind häufig β-Strahler.

Beispiel:

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{14}_{6}C + ^{1}_{1}p. \qquad \text{(D 7/6)}$$

4. $n \rightarrow 2n$. Für solche Reaktionen ist der Wirkungsquerschnitt gering. Die gebildeten Kerne sind Positronenstrahler.

Beispiel:

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{13}_{7}N + ^{1}_{0}n + ^{1}_{0}n. \qquad \text{(D 7/7)}$$

Weiteres Beispiel: s. (D 10/1).

D 8. Kernspaltung

Während bei den bisher behandelten Kernreaktionen nur Elementarteilchen abgespaltet werden, gibt es bei den schwersten Elementen Kernreaktionen, bei denen zwei neue relativ große Kerne entstehen. Eine derartige Reaktion heißt *Kernspaltung*[2].

Die bei der Kernspaltung entstehenden sekundären Neutronen können ihrerseits wiederum Kernspaltung einleiten, so daß die Möglichkeit einer „*divergenten Kettenreaktion*“ besteht. Ist die Divergenz der Reaktion steil, so breitet sich die Kettenreaktion lawinenartig aus (Atombombe)[3]. Ist die Divergenz der Reaktion jedoch flach, so kann die Reaktion gesteuert werden (Ausnützung der Atomenergie in Reaktoren)[4].

---

[1]) Über Kernspaltung s. Kap. D 8.

[2]) Ein Analogon dieses Vorganges, das bei der Ausarbeitung einer Theorie der Kernspaltung verwendet wurde (Bohr und Wheeler), ist der Vorgang der Einschnürung und Spaltung eines großen Wassertropfens in zwei kleine Tröpfchen, wenn ihm (z. B. durch Stoß) kinetische Energie zugeführt oder seine Masse vergrößert wird.

[3]) Über die Wirkungen der Atombombe s. Kap. D 12.

[4]) S. Kap. D 11.

Als Beispiel für einen besonders wichtigen Kernspaltungsprozeß sei die Spaltung von ${}^{235}_{92}$U durch Neutronen an Hand von Abb. 39 erläutert[1]):

Der Uran-Kern zerfällt nach Neutroneneinfang zunächst in zwei neue Kerne und zwei bis drei schnelle Neutronen. Da die bei der Spaltung entstehenden Kerne mittlere Nukleonenzahlen A und infolgedessen nach Abb. 1 die höchstmöglichen *durchschnittlichen Bin-*

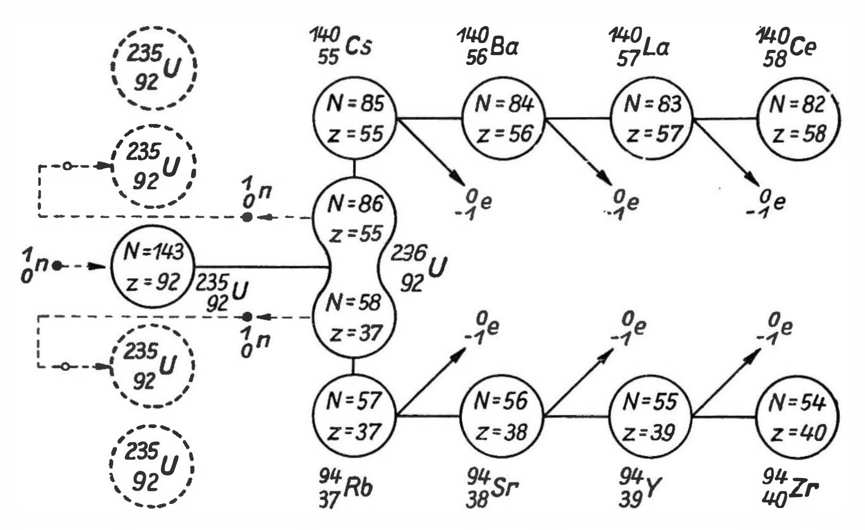


Abb. 39. Schematische Darstellung der ${}^{235}_{92}$U-Kernspaltung durch Beschuß mit thermischen Neutronen: Aus dem ursprünglichen Kern ${}^{235}_{92}$U entsteht zunächst der (unstabile) Kern ${}^{236}_{92}$U, der sich seinerseits aufspaltet in zwei neue Kerne, beispielsweise ${}^{141}_{55}$Cs und ${}^{95}_{37}$Rb, die sich noch während der Spaltung unter Aussendung je eines Neutrons verwandeln in ${}^{140}_{55}$Cs und ${}^{94}_{37}$Rb, beides β-Strahler, und [entsprechend Gl. (B 3/12)] nach stufenweiser Aussendung von je 3 β-Teilchen schließlich in die stabilen Isotope ${}^{140}_{58}$Ce bzw. ${}^{94}_{40}$Zr übergehen. Die bei der Spaltung freiwerdenden 2—3 Neutronen können ihrerseits wiederum (wie gestrichelt angedeutet) weitere Kernspaltungen einleiten („divergente Kettenreaktion")

dungsenergien $\delta M/A$ besitzen, so sind die frei werdende Massendifferenz und die daraus erzeugte Energie relativ groß. Sie werden noch weiter vergrößert durch die beim weiteren radioaktiven Zerfall der beiden gebildeten Kerne erzeugte Energie (insgesamt etwa 200 MeV).

[1]) Analog verläuft die Spaltung von ${}^{238}_{92}$U und ${}^{232}_{90}$Th, die aber nur durch schnelle (> 1 MeV-)Neutronen möglich ist, sowie die Spaltung von ${}^{239}_{94}$Pu und ${}^{233}_{92}$U, die ebenso wie ${}^{235}_{92}$U sowohl durch langsame als auch durch schnelle Neutronen gespalten werden können.

Die Summe der Nukleonenzahl A aller entstandenen Spaltungsprodukte (d. h. neuer Kerne + Neutronen) muß natürlich gleich der Nukleonenzahl des gespaltenen Kernes + eingefangenem Neutron sein. Einzeln betrachtet können aber die bei den verschiedenen Kernspaltungen entstandenen neuen Kerne für sich ganz verschiedene Nukleonenwerte A besitzen. Die Häufigkeit dieser A-Werte ist für den Spaltungsprozeß von $^{235}_{92}U$ und von zwei weiteren hierfür wichtigen Isotopen in Abb. 40 dargestellt.

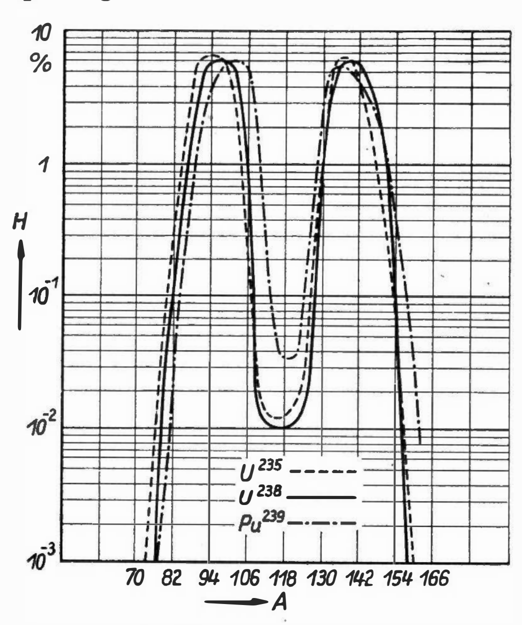


Abb. 40. Die Häufigkeit H von Spaltungsprodukten der Nukleonenzahl A bei der Kernspaltung von $^{235}_{92}U$, $^{238}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$.

Wie man sieht, liegen ein spiegelbildartiger Verlauf der Häufigkeit der Zerfallprodukte und zwei Maxima bei der Nukleonenzahl $A = 100$ und $A = 135$ vor.

Eine genaue Übersicht über die Spaltungsprodukte des Urans, ihre gewichtsmäßige prozentuale Häufigkeit und ihre Zerfallsreihen bzw. Zerfallsprodukte ist in Abbildung 42 (leichtere Hälfte) und 43 (schwerere Hälfte) nach Riezler gegeben.

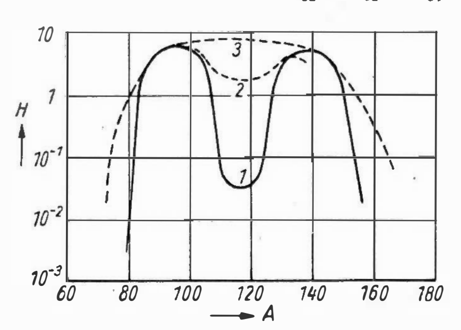


Abb. 41. Die Häufigkeit H von Spaltprodukten der Nukleonenzahl A bei der Kernspaltung von $^{235}_{92}U$ durch: (1) thermische Neutronen, (2) schnelle Neutronen einer Energie von 14 MeV, (3) Protonen einer Energie von 480 MeV

Neben den erwähnten Neutronen, die bei der Kernspaltung sofort frei werden, treten noch *„verspätete Neutronen“* auf, die durch einige der aktiven Spaltungsprodukte ausgesendet werden. Die Halbwertszeiten dieser verspätete Neutronen emittierenden Spaltungsprodukte bewegen sich größenordnungsgemäß zwi-

schen 1 s und 1 min. Sie ermöglichen eine gute Steuerung der Kettenreaktion.

Wird die Kernspaltung durch schnelle Neutronen oder energiereiche Protonen verursacht, so ist der Verlauf der Häufigkeit der Spaltungsprodukte von dem Verlauf der Häufigkeit für den Fall der Kernspaltung durch thermische Neutronen sehr verschieden, wie aus Abb. 41 ersichtlich ist.

Die Wirkungsquerschnitte σ der schwersten Isotopen für die Reaktion n, γ und die Kernspaltung durch thermische Neutronen sind in der Tab. D 8/1 angeführt. Besonders wichtig für die Bildung von Transuranen sind Isotope, die große Werte für $\sigma_{n,\gamma}$ und vernachlässigbare Werte für σ_{Sp} besitzen.

Die *Energie* der durch die Spaltung freiwerdenden sekundären Neutronen ist unabhängig von der Energie der primären, die Spaltung verursachenden Neutronen. Sie ist höher als 0,1 MeV, es werden sogar

D 8/1. Wirkungsquerschnitte σ der schwersten Isotopen für die Reaktion n, γ und Kernspaltung Sp

Isotop	$\sigma_{n,\gamma}$ Barn	σ_{Sp} Barn	Isotop	$\sigma_{n,\gamma}$ Barn	σ_{Sp} Barn
Ra^{223}	—	<100	Np^{236}	—	100000
Ra^{226}	15	$<0{,}0001$	Np^{237}	170	0,019
Ra^{228}	~ 35	<2	Np^{238}	—	1700
Ac^{227}	500	<2	Np^{239}	—	3
Th^{227}	—	1000	Pu^{238}	425	18
Th^{228}	—	$\leq 0{,}3$	Pu^{239}	361	664
Th^{229}	—	45	Pu^{240}	—	1,4
Th^{230}	50	$\leq 0{,}001$	Pu^{241}	400	935
Th^{232}	6,8	$\leq 0{,}00002$	Pu^{242}	30	—
Th^{233}	1400	—	Pu^{243}	100	—
Th^{234}	1,8	$\leq 0{,}02$	Pu^{244}	1,4	—
Pa^{230}	—	1500	Am^{241}	700	3
Pa^{231}	293	0,01	Am^{242*}	—	2000
Pa^{232}	40	700	Am^{242}	5500	6000
Pa^{233}	37	≤ 1	Am^{243}	140	25
U^{232}	500	83	Cm^{240}	20000	—
U^{233}	—	3	Cm^{242}	50	5
U^{234}	72	$\leq 0{,}65$	Cm^{244}	25	—
U^{235}	100	545	Cm^{245}	200	—
U^{236}	24,6	—	Cm^{246}	15	—
U^{238}	2,8	$\leq 0{,}001$	Cf^{249}	270	~ 630
U^{239}	22	—	Cf^{254}	2	—
Np^{234}	—	900	Bk^{253}	160	—
Np^{235}	—	2800			

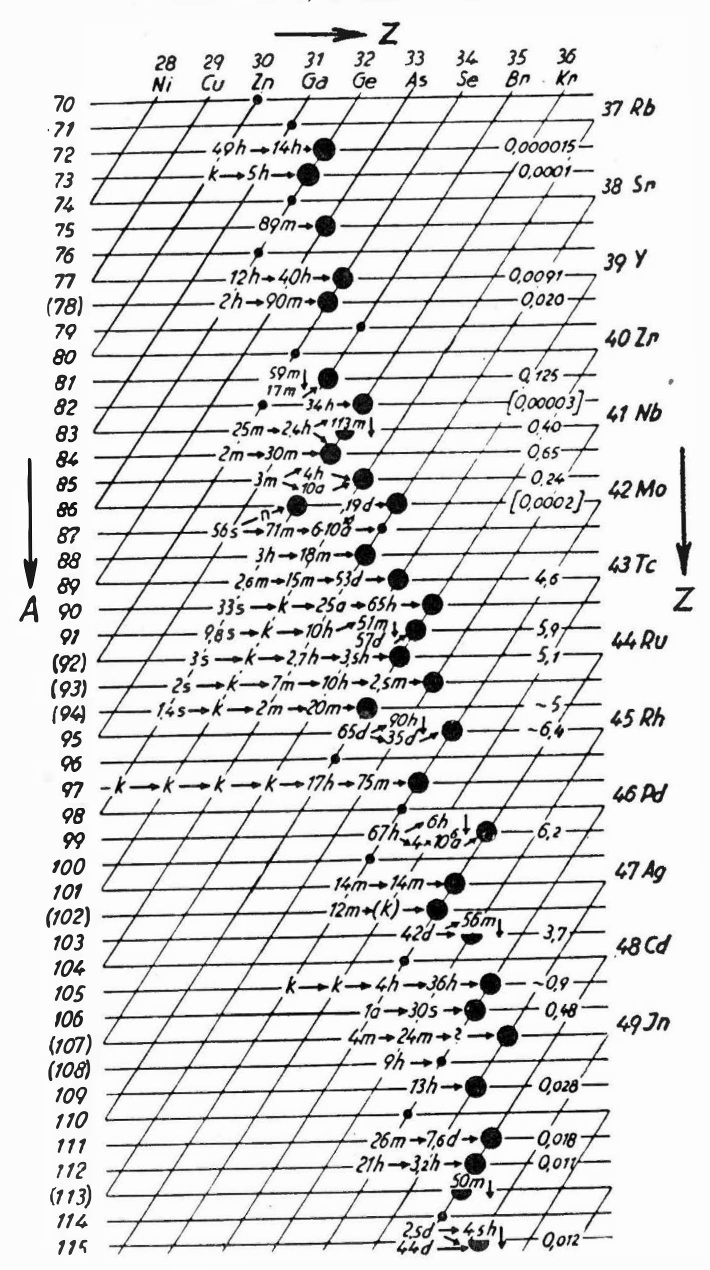


Abb. 42. Leichtere Hälfte der Spaltungsprodukte bei der Uranspaltung, ihre Halbwertszeit (a = Jahre; d = Tage, h = Stunden, k = sehr kurzlebig, l = sehr langlebig, m = Minuten); A = Atomgewicht, Z = Kernladung. Die kleinen Zahlen am rechten Rande geben die gewichtsmäßige Häufigkeit der Spaltungsprodukte in % der gespaltenen Masse an

Neutronenenergien bis 13 MeV festgestellt. Trägt man die Häufigkeit der Neutronen in Abhängigkeit von ihrer Energie graphisch auf, so

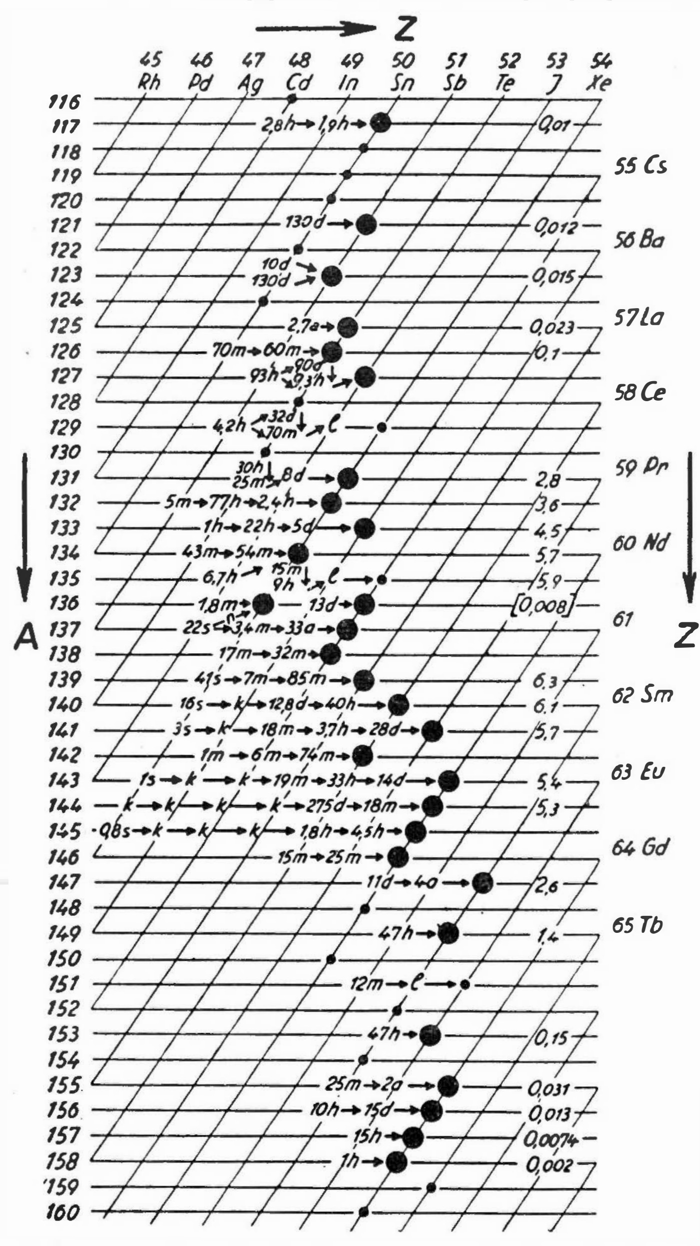


Abb. 43. Schwerere Hälfte der Spaltungsprodukte bei der Uranspaltung, sonst wie bei Abb. 42

findet man ein Maximum der Neutronenhäufigkeit bei 1,3 MeV. Die *Anzahl* der durch Spaltung erzeugten Sekundär-Neutronen ist ebenfalls unabhängig von der Energie der die Spaltung hervorrufenden Primär-Neutronen. Handelt es sich bei den Primär-Neutronen um thermische mit Geschwindigkeiten um 2200 m/s (0,025 eV), so wird die Anzahl der pro Spaltung entstehenden Sekundär-Neutronen mit dem Symbol ν bezeichnet (s. Tab. D 11/2). Da aber nicht alle thermischen Neutronen zur Spaltung führen, sondern teilweise auch durch Einfang ohne Spaltungseffekt absorbiert werden, so bezeichnet man das Verhältnis der Sekundär-Neutronen zur Anzahl der insgesamt (für Spaltung und Einfang) verbrauchten Neutronen mit dem Symbol ν_{eff}.

Beispiel für $^{239}_{94}$Pu:

Anzahl der Primär-Neutronen $P_T = 100$.

Anzahl der von P_T durch Neutroneneinfang verlorengehenden Primär-Neutronen $P_A = 32{,}5$.

Anzahl der von P_T-Spaltung hervorrufenden Primär-Neutronen $P_F = 67{,}5$.

Anzahl der durch P_F hervorgerufenen Sekundär-Neutronen $S = 203{,}5$.

Demnach ist

$$\nu = \frac{S}{P_F} = 3; \qquad \nu_{\text{eff}} = \frac{S}{P_T} = \frac{S}{P_F + P_A} = \nu \cdot \frac{P_F}{P_F + P_A} = 2{,}035.$$

Zwischen ν_{eff} und ν besteht demnach folgender Zusammenhang:

$$\nu_{\text{eff}} = \nu \frac{\sigma_F}{\sigma_F + \sigma_A} = \nu \frac{\sigma_F}{\sigma_T}, \qquad \text{(D 8/1)}$$

wo σ_F, σ_A und σ_T den Spaltungs- bzw. Absorptions- bzw. Totalwirkungsquerschnitt bedeuten. Während ν nicht von der Energie der die Spaltung veranlassenden Neutronen abhängig ist, ist ν_{eff} von dieser Energie abhängig. Technisch wichtig für die Konstruktion von Reaktoren ist allein ν_{eff}, da man die Wahrscheinlichkeit des Neutroneneinfangs im eigentlichen Spaltmaterial ja nicht herabsetzen kann.

Außer dem bisher behandelten natürlich vorkommenden Isotop $^{235}_{92}$U und den (durch Neutroneneinfang lt. D 7/3 bzw. D 7/4 künstlich erzeugten) Isotopen $^{239}_{94}$Pu bzw. $^{233}_{92}$U, die durch thermische und schnelle Neutronen spaltbar sind, können auch die natürlichen Isotope $^{238}_{92}$U und $^{239}_{90}$Th gespalten werden, jedoch nur durch schnelle Neutronen ($E_n >$ etwa 1 MeV). Auch die im nächsten Absatz behandelten Transurane sind teilweise schon durch thermische Neutronen, teilweise aber erst durch schnelle Neutronen spaltbar. Spaltbarkeit kann im übrigen außer durch Neutronenbeschuß auch durch harte Quantenstrahlung verursacht werden (s. Höhenstrahlung, Kap. F).

Die auf Kernspaltung beruhenden Reaktoren (s. Kap. D 11) sind im übrigen die größten Neutronenquellen, über die man z. Z. verfügt.

D 9. Transurane und spontane Spaltung

Bei einigen Isotopen des Thors und des Urans, besonders jedoch bei Isotopen der Transurane, kann eine spontane Kernspaltung ohne äußere Anregung durch Neutronen oder sonstige Elementarteilchen beobachtet werden. In Tab. D 9/1 sind die **Halbwertszeiten** der spontanen Kernspaltung für die schwersten Isotopen, besonders der Transurane, angeführt und aus Abb. 44 ist die Halbwertszeit T in Abhängigkeit von der Neutronenzahl N für die wichtigsten Isotopen zu ersehen.

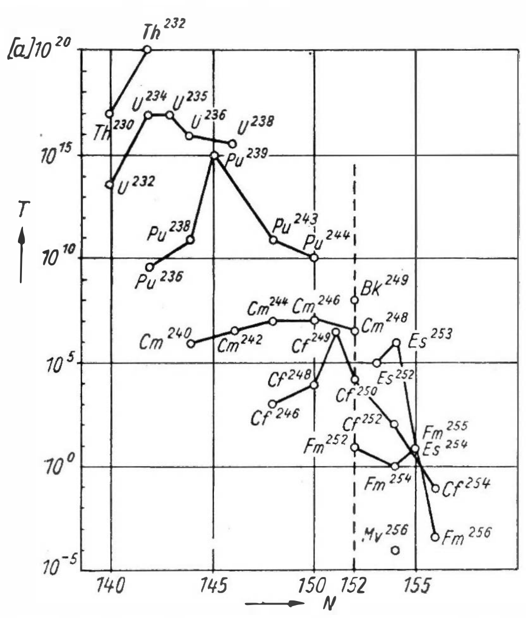


Abb. 44. Die Halbwertszeit T der spontanen Kernspaltung für die schwersten Isotopen in Abhängigkeit von der Neutronenzahl N

Bei Neutroneneinfang durch Uran-Kerne können Isotope mit höherer Ordnungszahl als $Z = 92$, der Ordnungszahl des Elementes, das bekanntlich von allen natürlich vorkommenden Elementen die höchste Ordnungszahl besitzt, entstehen. Solche Isotope werden daher *Transurane* genannt.

So hat z. B. $^{238}_{92}U$ bei ungefähr 25 eV eine Resonanzstelle für Neutroneneinfang, wobei der gebildete neue Kern $^{239}_{92}U$ jedoch β-Strahler ist und in das Transuran „Neptunium" $^{239}_{93}Np$ übergeht (s. D 7/3). Auch dieses Neptunium ist β-Strahler und geht seinerseits mit einer Halbwertszeit $T = 2{,}3$ Tage in ein neues Transuran „Plutonium" $^{239}_{94}Pu$ über. Noch höhere Transurane hat man durch Bestrahlung der niederen Transurane mit Deuteronen und α-Teilchen erhalten. Zur Zeit sind 10 Transurane bekannt: *Neptunium* ($Z = 93$), *Plutonium* (94), *Americium* (95), *Curium* (96), *Berkelium* (97), *Californium* (98), *Fermium* (99), *Einsteinium* (100), *Mendelejevium* (101) und *Nobelium* (102). Die Anzahl der bekannten Isotope dieser genannten Transurane ist

D 9/1. Halbwertszeit T der spontanen Kernspaltung der schwersten Isotope

Isotop	Halbwertszeit T	Isotop	Halbwertszeit T
Th^{230}	$1{,}5 \cdot 10^{17}$ a	Cm^{248}	$4{,}6 \cdot 10^{6}$ a
Th^{232}	10^{21} a	Bk^{249}	$2 \cdot 10^{8}$ a
U^{232}	$8 \cdot 10^{13}$ a	Cf^{246}	$2{,}1 \cdot 10^{3}$ a
U^{234}	$1{,}6 \cdot 10^{17}$ a	Cf^{248}	$7 \cdot 10^{3}$ a
U^{235}	$1{,}8 \cdot 10^{17}$ a	Cf^{249}	$5 \cdot 10^{6}$ a
U^{236}	$2 \cdot 10^{16}$ a	Cf^{250}	$1{,}5 \cdot 10^{4}$ a
U^{238}	$8 \cdot 10^{15}$ a	Cf^{252}	100 a
Pu^{236}	$3{,}5 \cdot 10^{9}$ a	Cf^{254}	0,15 a
Pu^{238}	$4{,}9 \cdot 10^{10}$ a	Es^{252}	$3 \cdot 10^{5}$ a
Pu^{239}	$5{,}5 \cdot 10^{15}$ a	Es^{253}	$7 \cdot 10^{5}$ a
Pu^{242}	$7{,}3 \cdot 10^{10}$ a	Es^{254}	10 a
Pu^{244}	$2{,}5 \cdot 10^{10}$ a	Fm^{252}	$3 \cdot 10^{3}$ a
Cm^{240}	$1{,}3 \cdot 10^{6}$ a	Fm^{254}	0,67 a
Cm^{242}	$7{,}2 \cdot 10^{6}$ a	Fm^{255}	20 a
Cm^{244}	$1{,}4 \cdot 10^{7}$ a	Fm^{256*}	3 h
Cm^{246}	$1{,}2 \cdot 10^{7}$ a	Md^{256*}	0,5 h

heute schon beträchtlich. In Abb. 45 sind die Transurane bis zum Curium wiedergegeben, ihre Erzeugung aus niedrigeren Isotopen durch Kernreaktion, ihre Zerfallsart und Halbwertszeit T.

Zweifellos waren die Transurane im Jugendalter unserer Erde auf ihr als natürliche Stoffe vorhanden. Sie sind aber als radioaktive Substanzen mit verhältnismäßig kurzer Halbwertszeit „ausgestorben", da sie aus keiner Muttersubstanz nachgebildet werden konnten. Sie stellen die ursprünglichen Anfangsglieder der drei heute noch vorhandenen radioaktiven Familien, sowie einer vierten bereits ausgestorbenen Familie, der *Neptunium-Familie*, dar.

D 10. Neptunium-Familie

Das Anfangsglied der vierten radioaktiven Familie, der *Neptunium-Familie*, wurde durch die folgende Reaktion gefunden:

$$^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{237}_{92}U + 2^{1}_{0}n; \quad ^{237}_{92}U \rightarrow ^{237}_{93}Np + ^{0}_{-1}e. \qquad (D\ 10/1)$$

Da das $^{237}_{93}Np$ eine im Verhältnis zum Erdalter kurze Halbwertszeit von $T = 2{,}2 \cdot 10^{6}$ Jahren hat und die folgenden Glieder noch kürzere Halbwertszeiten besitzen, ist diese Reihe als natürliche Familie auf der Erde ausgestorben. Erst durch künstliche Erzeugung des $^{237}_{93}Np$ sowie seiner Zerfallsprodukte gelang es, diese Familie zu „rekonstruieren". Die so erhaltene Neptunium-Familie ist in Tab. D 10/2 wiedergegeben.

Abb. 45. **Transurane.** Mit Kreuzen versehene Isotope sind α-Strahler, mit Punkt versehene β-Strahler. Eingerahmte Isotope sind leicht spaltbar. Es sind die Anfänge der drei natürlichen radioaktiven Familien und der künstlichen Neptuniumfamilie gezeigt. Die doppelten Pfeile zeigen die künstliche Erzeugung der Transurane. Es handelt sich hierbei hauptsächlich um folgende Reaktionstypen:

$$ {}^{A}_{Z}X + {}^{2}_{1}d \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{A+1}_{Z+1}Y. \quad {}^{A}_{Z}X + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{A+3}_{Z+2}Y, \quad {}^{A}_{Z}X + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow 2\,{}^{1}_{0}n + {}^{A+2}_{Z+2}Y, \quad {}^{A}_{Z}X + {}^{4}_{2}\alpha + 3\,{}^{1}_{0}n + {}^{A+1}_{Z+2}Y, \quad {}^{A}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow 2\,{}^{1}_{0}n + {}^{A-1}_{Z}Y. $$

D 10/2. Die Neptunium-Familie

Element	Symbol	Zerfalls-schema	Halbwertszeit T	Strahlenenergie [MeV] α	β
Neptunium. .	$^{237}_{93}Np$	α	$2{,}26 \cdot 10^6$ a	4,77	—
Protactinium	$^{233}_{91}Pa$	β	27,4 d	—	0,23
Uran	$^{233}_{92}U$	α	$1{,}62 \cdot 10^5$ a	4,80	—
Thorium . .	$^{229}_{90}Th$	α	$7{,}34 \cdot 10^3$ a	70% 4,85 20% 4,94 10% 5,02	—
Radium . . .	$^{225}_{88}Ra$	β	14,8 d	—	≈0,2
Actinium . .	$^{225}_{89}Ac$	α	10 d	5,80	—
Francium . .	$^{221}_{87}Fr$	α	4,8 min	6,30	—
Astatine . . .	$^{217}_{85}At$	α	0,021 s	7,00	—
Wismut . . .	$^{213}_{83}Bi$	98 % β / α 2 %	47 min	5,86	1,25
Polonium . .	$^{213}_{84}Po$	α	$4{,}2 \cdot 10^{-3}$ s	8,34	—
Thallium. . .	$^{209}_{81}Tl$	β	2,20 min	—	1,8
Blei	$^{209}_{82}Pb$	β	3,3 h	—	0,7
Wismut . . .	$^{209}_{83}Bi$		stabil	—	—

D 11. Der Kernreaktor

Die Kernreaktoren[1]) (kurz auch „Reaktoren" genannt) sind abgeschlossene Anlagen, in denen die bei der Kernspaltung sehr schwerer Isotope freiwerdende ungeheure Atomenergie langsam und regelbar

a) entweder in Wärmeenergie umgewandelt wird, die ihrerseits teils direkt verwendet wird (Heizung großer Städte), teils zum Antrieb

[1]) Früher auch als „Atommeiler" bezeichnet.

von Turbogeneratoren (meist zur Erzeugung elektrischer Energie) dient, oder

b) zur Erzeugung von Plutonium und radioaktiven Isotopen bzw. zu reinen Forschungszwecken benutzt wird.

Mit der Entwicklung dieser Kernreaktoren, die die wichtigste technische Anwendung der Kernphysik darstellt, ist ein neues Zeitalter für die Menschheit angebrochen. Der erste Kernreaktor wurde von E. FERMI in Chicago gebaut und im Dezember 1942 in Betrieb genommen.

Im folgenden sollen (in Abs. I) die grundsätzlichen Aufbauelemente eines Kernreaktors und ihre Funktionen behandelt werden, es schließt sich (in Abs. II) die Erläuterung einiger technischer Ausführungen von Reaktoren an.

Vorher aber dürften einige Vorbemerkungen, insbesondere über gewisse Begriffe und Definitionen, die bei der weiteren Beschreibung häufiger gebraucht werden, am Platze sein. Diese umfassen vor allem die Begriffe (A) „Langsamer Reaktor“, (B) „Mittelschneller Reaktor“, (C) „Schneller Reaktor“, (D) „Produzierender (Brut-)Reaktor“ und (E) „Umwandlungs-Reaktor (Konverter)“.

A. Der langsame Reaktor

Wenn in einem Kernreaktor die meisten Spaltungen von „thermischen“ (langsamen) Neutronen hervorgerufen werden, so nennt man ihn einen „langsamen“ Reaktor. Da die Temperatur im Reaktor bedeutend höher ist als die Raumtemperatur (0,025 eV), beträgt die Energie der „thermischen“ (im kinetischen Gleichgewicht mit der Energie der Umgebungsmoleküle stehenden) Neutronen etwa 0,07 eV, sie ist aber auf jeden Fall niedriger als 0,1 eV.

Vorteile des langsamen Reaktors:

a) Möglichkeit der Verwendung natürlichen Urans, benötigte Minimalmenge („kritische Masse“) allerdings 2200 kg.

b) Durch Verwendung von angereichertem oder reinem „Universalspaltmaterial“[1]) benötigte Minimalmengen klein (z. B. bei $^{235}_{92}U$ nur 0,58 kg).

c) Leichte Regulierbarkeit und somit sicherer Betrieb. Das ist der Grund dafür, daß heute langsame Reaktoren viel häufiger in prak-

[1]) Hierunter sollen Spaltmaterial aus $^{235}_{92}U$, $^{233}_{92}U$ und $^{239}_{94}Pu$ oder Mischungen aus diesen verstanden werden, weil sich diese Brennstoffe (und nur diese) durch Neutronen jedweder Energie spalten lassen.

tischem Gebrauch sind als schnelle (Pos. C), doch wird sich das mit der zu erwartenden Zunahme der (schnellen) Brutreaktoren (Pos. D) in Zukunft erheblich ändern.

Nachteile des langsamen Reaktors:

a) Es verbrennt nur Universal-Spaltmaterial.

b) Es kann nur Umwandlung, „Konversion“ (vgl. weiter unten Pos. E) erfolgen, und der Konversionsfaktor f kann theoretisch nicht größer als 0,8 sein, liegt aber praktisch bei $f = 0{,}3$—$0{,}4$.

c) Der langsame Reaktor benötigt starke Moderatorschichten, als deren Folge sich bereits Neutronenabsorption im Moderatormaterial bemerkbar macht, wodurch sich der in der Praxis erzielbare relativ kleine Umwandlungsfaktor erklärt.

B. Der mittelschnelle Reaktor

Werden die meisten Spaltungen in einem Kernreaktor durch sog. „epithermale“ Neutronen (Energiebereich 0,025—1000 eV) hervorgerufen, so wird er ein „mittelschneller“ Reaktor genannt.

Vorteile des mittelschnellen Reaktors:

a) Er benötigt nur schwache Moderatorschichten, so daß die Neutronenabsorption geringer als im langsamen Reaktor ist.

b) Auch die Neutronenabsorption im sog. „Konstruktionsmaterial“ ist geringer als bei langsamen Reaktoren.

c) Sein Produktionsfaktor f hat Werte bis 1,05, so daß mittelschnelle Reaktoren teils als Konverter ($f < 1$), teils als Brutreaktoren ($f > 1$) arbeiten (s. weiter unten unter Pos. D u. E).

d) Er besitzt gute Regulierbarkeit und ermöglicht infolgedessen einen sicheren Betrieb.

Nachteile des mittelschnellen Reaktors:

a) Er benötigt zu seinem Betrieb unbedingt leicht angereichertes Material, da im natürlichen Uran sich einige Absorptionsresonanzen des Isotops $^{238}_{92}U$ derartig bemerkbar machen, daß die Kettenreaktion konvergent verlaufen und damit abbrechen würde.

b) Es wird nur $^{235}_{92}U$ verbrannt.

C. Der schnelle Reaktor

Werden in einem Kernreaktor die meisten Spaltungen durch schnelle Neutronen mit Energien über 0,1 MeV hervorgerufen, so wird er als „schneller" Reaktor klassifiziert.

Vorteile des schnellen Reaktors:

a) Es verbrennt mit ziemlich starkem Anteil (etwa 25%) das wertlosere $^{238}_{92}U$.

b) Es besteht dadurch die Möglichkeit einer großen Produktion von Universalspaltmaterial; der Produktionsfaktor (Brutfaktor) kann Werte über 1,5 erreichen (s. weiter unten unter Pos. D).

c) Es fehlt jeglicher Moderator.

d) Die Neutronenabsorption im Konstruktionsmaterial ist noch geringer als im mittelschnellen Reaktor.

Nachteile des schnellen Reaktors:

a) Notwendigkeit der Verwendung von stark angereichertem Spaltmaterial (die benötigte Minimalmenge für einen schnellen Reaktor mit 90%igem $^{235}_{92}U$ beträgt etwa 52 kg).

b) Weniger zuverlässiger Betrieb (s. S. 101).

D. Der produzierende Reaktor oder Brut-Reaktor

Wird in einem (schnellen) Kernreaktor sekundär mehr Universalspaltmaterial erzeugt als bei der Primärspaltung verbraucht wird, so nennt man ihn einen „produzierenden" Reaktor oder „Brut"-Reaktor. Sein „Produktionsfaktor" f, hier auch „Brutfaktor" genannt, ist also größer als 1. Dies erreicht man dadurch, daß man in allen schnellen Kernreaktoren, bei denen man nicht in erster Linie auf besonders leichtes Gewicht Wert legen muß (wie z. B. für Flugzeuge und für militärische Zwecke), große „optimale" Produktionszonen um die aktive Zone des Reaktors anordnet.

E. Der Umwandlungs-Reaktor oder Konverter

Wird in einem mittelschnellen Kernreaktor zwar in größerem Maße Universalspaltmaterial erzeugt, aber weniger als verbraucht wird, so heißt er „Konverter" („Umwandler"). Sein Produktionsfaktor (hier auch Konversionsfaktor genannt) liegt meist wenig unter 1.

I. Die grundsätzlichen Aufbauelemente der Kernreaktoren

Die Gesichtspunkte, unter denen Kernreaktoren gebaut werden können, sind sehr mannigfaltig, wie die Tab. D 11/1 zeigt.

D 11/1. Einteilung der Kernreaktoren

Einteilungs-Gesichtspunkt	Kennzeichen oder Benennung
A Verwendungszweck	A 1 Forschungsreaktoren A 2 Produzierende Reaktoren A 3 Reaktoren für energetische Zwecke A 4 Energetische produzierende Reaktoren A 5 Spezielle Reaktoren
B Neutronen-Geschwindigkeit	B 1 Langsame Reaktoren, die unter Verwendung von Moderatoren mit thermischen Neutronen ($E_n \approx 0{,}025$ eV) arbeiten B 2 Mittelschnelle Reaktoren (E_n bis 0,001 MeV) mit schwachen Moderator-Schichten B 3 Schnelle Reaktoren (E_n über 0,1 MeV) ohne Verwendung von Moderatoren
C Brennstoff-Aufbau (nur für langsame und mittelschnelle Reaktoren)	C 1 Homogene Reaktoren (Brennstoff und Moderator innig gemischt) C 1.1 Uransalze gelöst im Moderator C 1.2 Suspensionen metallischen Urans im Moderator C 1.3 Halbhomogene Reaktoren mit schwammförmigem, vom Moderator durchströmten Uran C 2 Heterogene Reaktoren (fester oder flüssiger Brennstoff und Moderator räumlich getrennt)
D Brennstoff-Material	D 1 natürliches Uran (mit 0,7% $^{235}_{92}$U) für langsame Reaktoren D 2 natürliches Uran mit angereichertem Gehalt an Brennstoff D 2.1 Uran mit höherem Gehalt an $^{235}_{92}$U } für alle Arten Reaktoren D 2.2 Uran mit $^{235}_{92}$U und $^{239}_{94}$Pu } für alle Arten Reaktoren D 3 Universal-Brennstoff + Thorium D 3.1 $^{233}_{92}$U + Th } für Reaktoren *jeder* Neutronengeschwindigkeit D 3.2 $^{235}_{92}$U + Th } für Reaktoren *jeder* Neutronengeschwindigkeit D 3.3 $^{239}_{94}$Pu + Th } für Reaktoren *jeder* Neutronengeschwindigkeit D 4 reiner Universal-Brennstoff D 4.1 $^{233}_{92}$U } für Reaktoren jeder Neutronengeschwindigkeit, bei denen kleine kritische Massen benötigt werden (und für Atomwaffen) D 4.2 $^{235}_{92}$U } (wie D 4.1) D 4.3 $^{239}_{94}$Pu } (wie D 4.1)

D 11/1 (Fortsetzung)

Einteilungs-Gesichtspunkt	Kennzeichen oder Benennung
E Moderator	E 1 Graphit E 2 Wasser oder Wasserstoff-Verbindungen E 3 Schweres Wasser (D_2O) oder Deuterium-Verbindungen E 4 Beryllium und seine Verbindungen
F Wärmeabführendes Medium	F 1 Gase F 1.1 Luft (nur für kleine Forschungsreaktoren) F 1.2 CO_2 F 1.3 He F 2 Flüssigkeiten F 2.1 H_2O F 2.2 D_2O F 3 Flüssige Metalle F 3.1 Na F 3.2 Na—K F 3.3 Bi F 3.4 Bi—Pb

Grundsätzlich besteht jeder Kernreaktor aus folgenden Aufbauelementen:

1. dem reaktiven *Spaltstoff*, meist *Brennstoff* genannt,
2. den *Konstruktionselementen* zum Halten und Umhüllen des Brennstoffes gegen Korrosion des letzteren,
3. den *Bremselementen* oder „*Moderatoren*" zur Umwandlung schneller Neutronen in langsame,
4. den *Reflektoren* zur Verringerung einer Diffusion der bei der Spaltung entstehenden Neutronen nach außen (bei den sog. produzierenden Reaktoren tritt an Stelle der „*Reflexionszone*" die „*Produktionszone*"),
5. den *Regelelementen* (*Regulierstäben*) zur Steuerung der Spaltreaktion,
6. dem *Wärme abführenden Medium* und dem zugehörigen Zirkulationssystem,
7. dem *Strahlenschutzmantel.*

Dazu kommen noch:

8. die Mittel zum Transport bzw. zur Regenerierung des verbrauchten Brennstoffes.

Die bei energetischen Kernreaktoren verwendeten Turbinen, Generatoren und sonstigen Einrichtungen sind dieselben wie sie in Kraftwerken üblich sind. Sie brauchen daher hier nicht behandelt zu werden.

D 11.1. Die Brennstoffe

Als „Universal"-Spalt- oder Brennstoffe kommen nach dem heutigen Stand der Wissenschaft nur 3 Stoffe in Frage: ${}^{235}_{92}U$ (Abb. 39), das in

D 11/2. Die wichtigsten Daten von Brennstoffen[1])

Eigenschaft		Universalbrennstoffe [2])			Zugabebrennstoffe [3])	
		${}^{235}_{92}U$	${}^{239}_{94}Pu$[4])	${}^{233}_{92}U$[4])	natürl. ${}_{92}U$	natürl. ${}^{232}_{90}Th$
Wirkungsquerschnitt für Spaltung σ_F	Barn	540 (590 ± 15)	625 (729 ± 15)	510 (524 ± 8)	3,88	—
Wirkungsquerschnitt für Streuung σ_S	Barn	170	415	70	3,83	7
Gesamt-Wirkungsquerschnitt σ_T	Barn	710 (698 ± 10)	1040 (1032 ± 15)	580 (593 ± 8)	7,71	7
ν_{eff} (Zahl der pro absorbiertes Neutron freiwerdenden Sekundär-Neutronen)[5])	—	2,065	2,035	2,28	1,337	
ν (Zahl der pro Spaltung freiwerdenden Sekundär-Neutronen)[5])	—	2,56	≈ 3	≈ 2,5	2,56	
Schmelztemperatur	°C	1133	≈ 640		1133	1842 ± 30
Rekristallisationstemperatur	°C	663	117	663	663	1400—1500
Dichte	g/cm³	≈ 18,9	19,8	≈ 18,7	19,1	11,7

[1]) Normwerte für Neutronengeschwindigkeiten von 2200 m/s (= 0,025 eV).

[2]) Geeignet für alle Arten von Reaktoren verschiedener Neutronengeschwindigkeit.

[3]) Als Brennstoffe nur geeignet für schnelle Reaktoren, aber in sämtlichen Reaktoren als Ausgangsstoffe zur Erzeugung von künstlichen Universalbrennstoffen ${}^{239}_{94}Pu$ und ${}^{233}_{92}U$.

[4]) Künstlicher Universalbrennstoff. [5]) Vgl. Kap. D 8.

natürlichem Uran in einer Menge von 0,7% enthalten ist, $^{239}_{94}$Pu, das aus dem natürlich vorkommenden $^{238}_{92}$U durch Neutronenbeschuß (entspr. D 7/3) erzeugt werden kann, und $^{233}_{92}$U, das auf gleiche Weise aus dem natürlich vorkommenden $^{232}_{90}$Th (entspr. D 7/4) künstlich hergestellt wird. Außerdem können in schnellen Reaktoren, aber nur zusammen mit einem der genannten „Universal"-Brennstoffe, auch

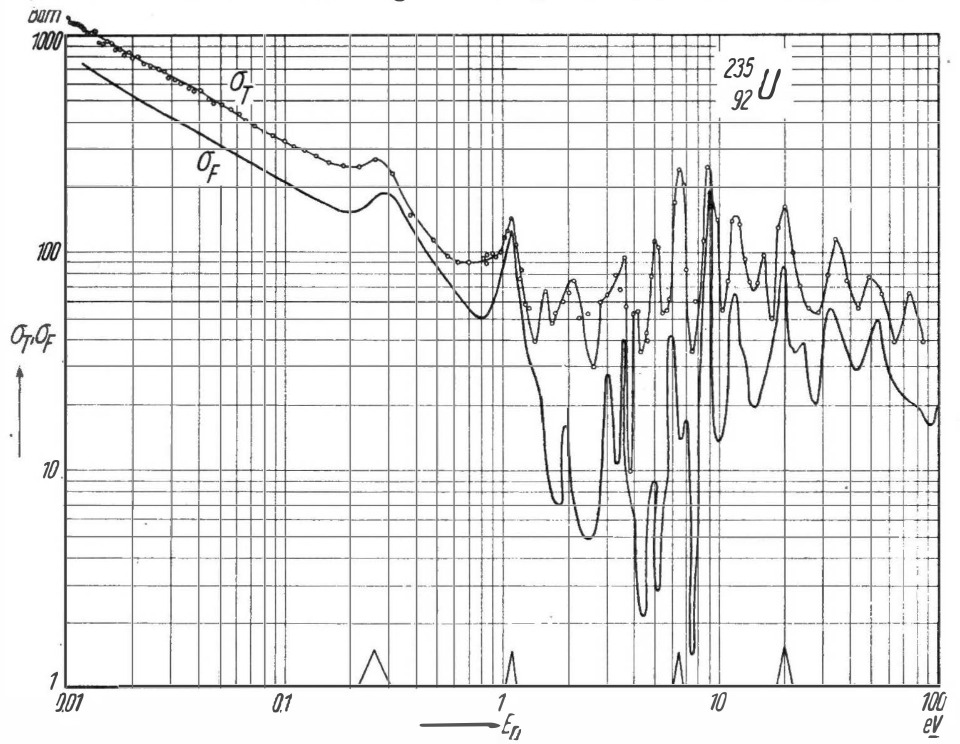


Abb. 46. (Atomarer) Wirkungsquerschnitt σ_F für Spaltung und totaler Wirkungsquerschnitt σ_T von $^{235}_{92}$U in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n

noch $^{238}_{92}$U und $^{232}_{90}$Th als Brennstoffpartner (manchmal mit Gehalten über 50%) verwendet werden.

Die Tab. D 11/2 enthält die wichtigsten Daten der genannten Universalbrennstoffe und Zugabebrennstoffe, die Abb. 46—48 zeigen ihre (atomaren) Spaltungs-Wirkungsquerschnitte σ_F und ihre (atomaren) totalen Wirkungsquerschnitte σ_T (vgl. Gl. D 1/2) in Abhängigkeit von der Energie E_n der stoßenden Neutronen für den Bereich 0,01—100 eV.

Reines natürliches Uran ist ein silberweißes, ziemlich korrosionsanfälliges Metall, dessen Formgebung durch Gießen bei Temperaturen

über 1133 °C oder durch Sintern bei 1050 °C im Vakuum oder unter Schutzgas erfolgt.

In natürlichem Uran, das zu 99,3% aus $^{238}_{92}U$ besteht und nur 0,7% Universalbrennstoff ($^{235}_{92}U$) enthält, kann mit schnellen Neutronen keine Kettenreaktion stattfinden. Dies beruht auf folgenden Erscheinungen:

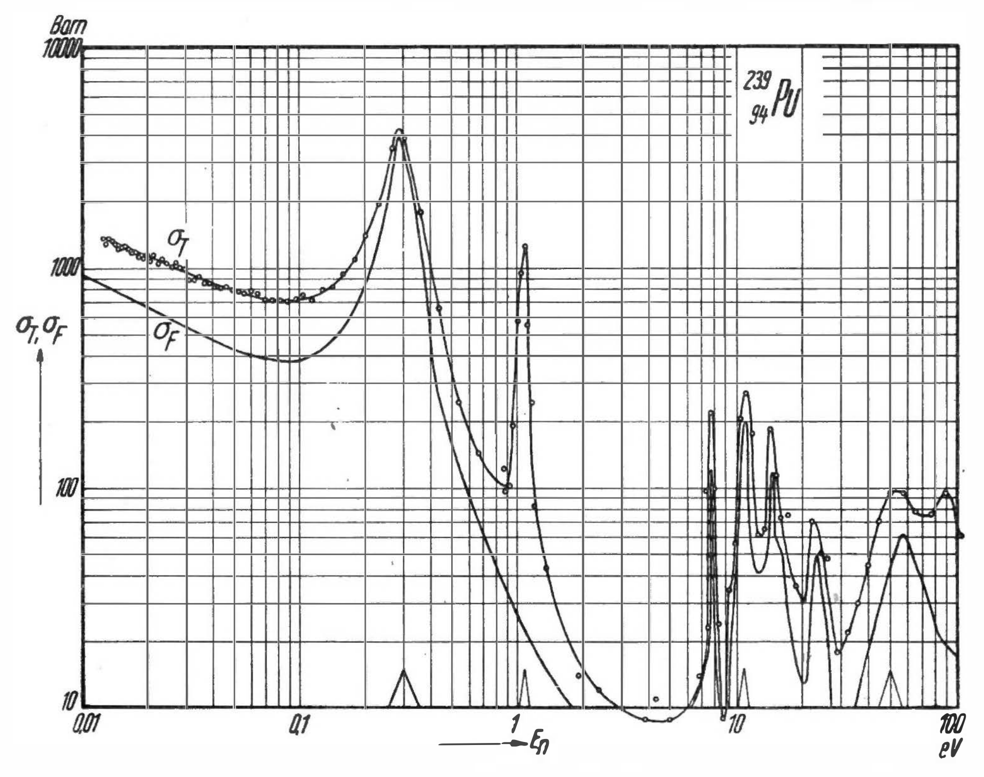


Abb. 47. (Atomarer) Wirkungsquerschnitt σ_F für Spaltung und totaler Wirkungsquerschnitt σ_T von $^{239}_{94}Pu$ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n

a) Ein großer Teil der Spaltneutronen hat Energien unter dem Schwellenwert für Spaltung (theoretisch 0,9 MeV, praktisch 1,1 MeV);

b) ein weiterer Teil der Spaltneutronen verliert durch elastische Streuung derartig viel Energie, daß seine Restenergie auch unter den Schwellenwert (s. o.) fällt und somit nicht spalten kann;

c) ein weiterer Teil wird von dem $^{238}_{92}U$ durch Nichtspaltreaktionen eingefangen;

d) der restliche Teil, der in dem $^{238}_{92}U$ Spaltung hervorruft, multipliziert mit ν, ergibt einen Zahlenwert unter 1; die Reaktion ist somit konvergent und bricht ab.

Wird jedoch Universalspaltmaterial zugesetzt, so werden auch die unter a) und b) angeführten Neutronen für die Spaltung verwendbar, und somit kann man auch natürliches Uran in Verbindung mit zugesetztem Universalbrennstoff für schnelle Reaktoren benutzen.

Dagegen kann man langsame Reaktoren mit natürlichem Uran betreiben, benötigt aber hierbei große Mengen (mehrere Tonnen) Brennstoffmaterial, um die zur Divergenz der Kettenreaktion erforderliche „kritische Masse" zu überschreiten. Reichert man aber auch für langsame Reaktoren das natürliche Uran mit $^{235}_{92}$Uran an, so ist die benötigte „kritische Masse" bedeutend kleiner. Diese An-

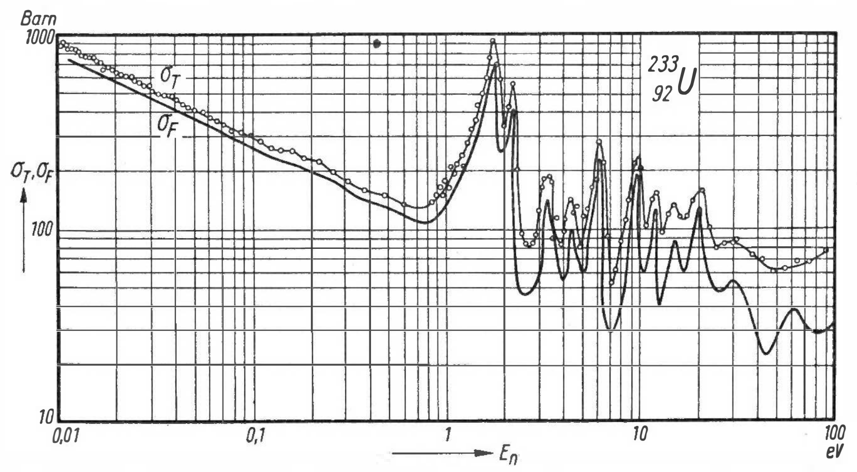


Abb. 48. (Atomarer) Wirkungsquerschnitt σ_F für Spaltung und totaler Wirkungsquerschnitt σ_T von $^{233}_{92}$U in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n

reicherung kann über die gasförmige Uranverbindung Uranhexafluorid (UF_6) mittels Diffusion durch poröse Diaphragmen erzielt werden, weil die einzelnen Uranisotope verschiedene Diffusionsgeschwindigkeiten haben, doch erfordert dies den Bau sehr großer und kostspieliger Anlagen[1]). Derartig angereichertes Uran ist infolgedessen sehr teuer[2]). Bei Verwendung von reinem $^{235}_{92}$U in homogenen Reaktoren mit D_2O-Moderator genügen schon 580 g zur Erzielung der kritischen Masse.

[1]) Nach H. Thirring haben die 3 amerikanischen Anreicherungsanlagen achtmal soviel gekostet wie seinerzeit der Bau des Panamakanals!

[2]) Während natürliches Uran (also mit 0,7% $^{235}_{92}$U-Gehalt) heute je kg nur noch ungefähr DM 170,— kostet, beläuft sich der Preis der gleichen Menge Uran, jedoch angereichert mit 20% $^{235}_{92}$U, auf DM 105000,—! [Preise lt. Angebot der Atomic Energy Commission (AEC) - USA vom Jahre 1955. — Nach M. v. Ardenne, Tabellen zur angewandten Kernphysik, Berlin 1956].

Thorium in reinem kompaktem Zustand, ebenfalls ein silberweißes duktiles Metall, wird durch Schmelzen bei Temperaturen über 1850 °C oder durch Sintern bei 1350 °C (beides unter Luftabschluß) gewonnen. Es ist, wie erwähnt, kein eigentlicher Brennstoff, aber Ausgangsstoff zur Gewinnung des Brennstoffes $^{233}_{92}U$ (lt. D 7/4) in den produzierenden Reaktoren (s. weiter unten).

Es werden auch Legierungen von Th mit $^{235}_{92}U$ und $^{239}_{94}Pu$ benutzt, da die Rekristallisationstemperatur, die die obere Grenze für die Verwendungstemperatur eines massiven Brennstoffelementes darstellt, für Th bedeutend höher liegt als für Uran, so daß Brennstoffelemente aus derartigen Legierungen Arbeitstemperaturen über 1000 °C aushalten, während bei Uran 640 °C nicht überschritten werden dürfen.

Über den dritten der genannten Brennstoffe, das $^{239}_{94}Pu$, ein Transuran, das, wie in D 7/3 erwähnt, durch Neutroneneinfang aus dem natürlich vorkommenden $^{238}_{92}U$ erzeugt wird, ist bisher wenig bekanntgegeben worden, da es in den ersten Atombomben Verwendung gefunden hat (s. Kap. D 12). Es weist bis zum Schmelzpunkt ($\approx 640°$ C) nicht weniger als 6 Modifikationen auf, die sich in ihren physikalischen Eigenschaften zum Teil ganz erheblich unterscheiden. Die Dichte der α-Modifikation ist z. B. 19,7 g/cm³, die der δ-Modifikation 15,9 g/cm³, der spez. el. Widerstand beträgt bei 20 °C $1{,}5 \cdot 10^{-4}\ \Omega \cdot$ cm. Die δ- und δ'-Phase haben negative lineare Wärmeausdehnungskoeffizienten. $^{239}_{94}Pu$ ist giftig und zerfällt unter α-Strahlung mit einer Halbwertszeit von $2{,}4 \cdot 10^4$ Jahren in $^{235}_{92}U$.

Bei heterogenen Reaktoren wird der Brennstoff in Form von sog. Brennstoffelementen verwendet (Stangen, Rohren, Blechen usw.). Damit die Spaltprodukte nicht in das Wärme abführende Medium gelangen können, sind die Brennstoffelemente gekapselt, und zwar in Aluminium dort, wo Betriebstemperaturen der Elemente 200 °C nicht überschreiten, und in Zirkon oder speziellem nichtrostendem Stahl, wenn ihre Betriebstemperaturen höher liegen.

Sind die Brennstoffelemente längere Zeit in Betrieb, so steigt die Konzentration der Spaltprodukte, die leider Neutronen absorbieren („Vergiftung" des Brennstoffes). Es wird daher nach gewisser Zeit ein Zustand erreicht, in dem die Brennstoffelemente ausgewechselt werden müssen, da andernfalls die kritische Masse unterschritten wird (Ende eines Arbeitszyklus). Die „verbrauchten" Elemente werden etwa $^1/_2$ Jahr in Vorratsräumen gelagert, die die starke Radioaktivität gegen die Umgebung genügend abschirmen. Während dieser Zeit zerfallen sämtliche kurzlebigen Zerfallsprodukte, und die Aktivi-

tät der alten Elemente sinkt derartig, daß sie unter gewissen Vorsichtsmaßregeln in die chemische Fabrik transportiert werden können, wo die Regenerierung des Brennstoffes automatisch oder unter Fernsteuerung erfolgt: Die alten Brennstoffelemente werden in Säuren aufgelöst, die Spaltprodukte chemisch abgeschieden, die „Brennstoff"-Salze zu Metallen reduziert, und aus ihnen werden neue Brennstoffelemente hergestellt, die wiederum gekapselt werden. Dieser technologische Prozeß ist sehr kompliziert, anspruchsvoll und kostspielig.

Es werden daher bei vielen langsamen Reaktoren homogene Typen verwendet, bei denen Uran-Salze oder Uran- + Thorium-Salze in H_2O oder D_2O gelöst sind. Aus diesen Lösungen werden bei Betrieb des Reaktors laufend Spaltprodukte an chemischen Ionenaustauschern ausgeschieden. Eventuell werden neue Brennstoffsalze mit $^{233}_{92}U$, $^{235}_{92}U$ oder $^{239}_{94}Pu$ nach Bedarf zugefügt, so daß diese Reaktoren ohne Unterbrechung arbeiten können. Es werden auch flüssige (geschmolzene) Metalle (wie Bi) mit Brennstoffen (evtl. unter Zusatz von Th) für schnelle und mittelschnelle Reaktoren benutzt (bei 660 °C sind z. B. 2,8% U in Bi löslich). Wird die gebrauchte brennstoffhaltige Metallschmelze über Mischungen geschmolzener Salze ($LiCl + KCl$ oder $LiCl + KCl + BaCl_2$) geleitet, so nehmen diese den größten Teil der Spaltprodukte laufend auf, und es kann so im Gegensatz zu üblichen heterogenen Reaktoren ein ununterbrochener Betrieb ohne Auswechselung von Brennstoffelementen erfolgen, was besonders für Elektrizitätswerke wichtig ist.

Für Reaktoren, die bei extrem hohen Temperaturen arbeiten sollen, wie Flugzeugreaktoren, wird für die Elemente eine „Brennstoff-Keramik" verwendet, z. B. gesintertes Uranoxyd, dessen Schmelzpunkt bei 2800 °C liegt.

D 11.2. Die Konstruktionselemente zum Halten und Umhüllen des Brennstoffes gegen Korrosion

Sie dienen in erster Linie zum allgemeinen Aufbau der Reaktoren und müssen daher je nach der Aufbauart die verschiedenartigsten Bedingungen erfüllen. Vor allem müssen sie auch bei erhöhten Temperaturen eine ausreichende Warmfestigkeit aufweisen[1]. Befinden sie sich in der aktiven Zone des Reaktors, so muß ihr Absorptions-

[1] Dies gilt besonders bei Verwendung von D_2O als Moderatorsubstanz, da dieses kostbare Material nicht ausdampfen darf und daher die ganze Reaktorhülle stark druckbeansprucht werden muß (bis 40 kp/cm² und mehr).

Querschnitt für Neutronen äußerst klein sein, damit die Neutronenverluste so gering bleiben, daß die Divergenz der Reaktion nicht gestört wird. Dies hat im Reaktorbau zum Begriff des Gütefaktors G für Kernreaktorwerkstoffe geführt, worunter der Quotient aus der Warmfestigkeit $\sigma_{ZB}(T)$ und dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt Σ_n für Neutronen (s. Kap. D 1) des betr. Werkstoffes zu verstehen ist:

$$G = \sigma_{ZB}(T)/\Sigma_n. \tag{D 11/3}$$

Dazu kommt noch die Forderung einer großen Widerstandsfähigkeit gegen die sog. „Strahlenkorrosion", d. h., die mechanischen Eigenschaften dürfen sich nach längerem Neutronenbeschuß nicht wesentlich verschlechtern (vgl. Abb. 49). In Berührung mit flüssigen Moderatorstoffen oder mit Wärme transportierenden Medien (Luft, leichtem und schwerem Wasser und ihren Dämpfen, Metallschmelzen) dürfen sie nicht chemisch korrodieren.

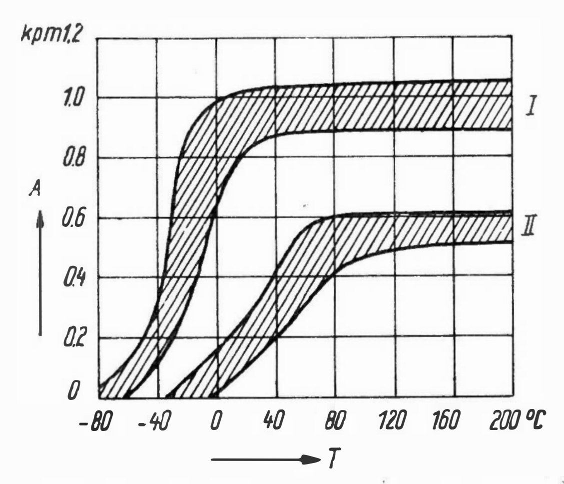


Abb. 49. Zur Strahlenkorrosion von metallischen Konstruktionswerkstoffen: Rel. Brucharbeit A für einen Kesselstahl SA 70 in Abhängigkeit von der Prüftemperatur T.

Bereich I unbestrahlt; Bereich II nach Bestrahlung mit $2{,}5 \cdot 10^{19}$ Neutronen pro cm^2: deutliche Versprödung feststellbar (nach Berggren und Kernohan)

In langsamen und mittelschnellen heterogenen Reaktoren ist es notwendig, die stark korrosionsanfälligen, schon von kochendem Wasser angreifbaren Uranstäbe gasdicht und wegen des notwendigen Wärmeüberganges sattaufliegend zu umhüllen, gleichzeitig auch, um eine Verunreinigung der Wärme abführenden Medien durch gasförmige und sonstige Spaltprodukte zu verhindern. Hierauf wurde bereits im vorangegangenen Absatz eingegangen.

Ein Sammeldiagramm des oben definierten Gütefaktors in Abhängigkeit von der Temperatur ist für die wichtigsten der im Reaktorbau in Frage kommenden Konstruktionswerkstoffe (also nicht für

Moderatorbaustoffe mit hohem Wirkungsquerschnitt) in Abb. 50 wiedergegeben.

Wie man sieht, sind zur Verwendung innerhalb der aktiven Zone am besten geeignet: Be, Zr, Mg[1]) und Al, letzteres jedoch wegen seines niedrigen Schmelzpunktes und seiner oberhalb 300 °C schlechten Korrosionseigenschaften sowie wegen Diffusionserscheinungen in Kontakt mit Uran nur für niedrige Temperaturen (< 250 °C). Bei Be macht heute noch die technologische Bearbeitung Schwierigkeit, da das Material in der Regel nur durch Sinterung bei 1100 °C unter Druck spanlos geformt werden kann und seine Duktilität gering ist. Bei Zr hingegen muß darauf hingewiesen werden, daß es zwar wegen seines günstigen Korrosionsverhaltens und vor allem wegen seines verhältnismäßig geringen Neutroneneinfang-Querschnitts (s. Tab. D 11/4) sehr gut geeignet ist, aber nur dann in Frage kommt, wenn es sorgfältig von dem in ihm normalerweise immer (bis zu 2%) enthaltenen Begleitmetall Hf befreit wird. Das ist eine metallurgische Aufgabe, deren wirtschaftliche Lösung erst vor kurzem gelang. Hf besitzt nämlich einen verhältnismäßig hohen Neutroneneinfang-Querschnitt, wie ein Blick in die Tab. D 11/4 zeigt, in der neben den behandelten Reaktor-Konstruktionswerkstoffen und anderen zu diesem Zweck geeigneten Baustoffen auch noch die entsprechenden Daten für die stark neu-

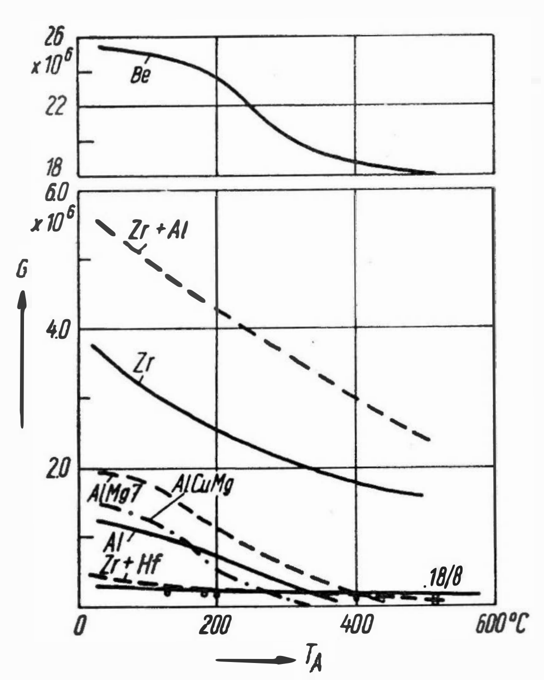


Abb. 50. Gütefaktor G der wichtigsten Kernreaktor-Konstruktionswerkstoffe in Abhängigkeit von der Arbeitstemperatur T (nach K. LINTNER und E. SCHMID); 18/8 = Nichtrostender Stahl mit 18% Cr und 8% Ni

[1]) Mg ist als Hüllenmaterial für Brennstoffstäbe für Arbeitstemperaturen bis 400 und 500 °C geeignet, vorausgesetzt, daß zur Gaskühlung CO_2 verwendet wird.

D 11/4. Eigenschaften der Baustoffe für Reaktoren
(Bevorzugte Konstruktionswerkstoffe mit extrem kleinem Einfangsquerschnitt für thermische Neutronen **fett** gedruckt)

Atom-nummer Z	Element	Schmelz-punkt (°C)	Dichte ϱ (g/cm³)	Atom-gewicht A	Atom. Wirkungs-querschnitt [1]) σ_T (Barn)	Makroskop. Wirkungs-querschnitt [1]) Σ_T (cm⁻¹)
4	**Be**	1285	1,85	9,02	0,0085	**0,0011**
5	B [2])	2300	2,3	10,82	700,0	97,0
12	**Mg**	650	1,74	24,32	0,059	**0,0026**
13	**Al**	659	2,7	26,97	0,22	**0,013**
22	Ti	1820	4,54	47,90	5,6	0,31
24	Cr	1890	7,14	52,01	2,9	0,24
26	Fe	1539	7,9	55,85	2,4	0,21
—	NiCr-Stahl 18/8	≈ 1400	7,92	—	2,9	0,20
27	Co	1495	8,9	58,94	35,0	3,2
28	Ni	1455	8,9	58,69	4,5	0,41
29	Cu	1083	8,9	63,57	3,6	0,30
30	Zn	419	7,13	65,38	1,06	0,07
40	**Zr**	1845	6,49	91,22	0,40	**0,018**
42	Mo	2650	10,2	95,95	2,4	0,16
48	Cd [2])	321	8,6	112,41	3500,0	180,0
72	Hf [2])	≈ 1700	11,4	178,6	120,0	4,6
82	Pb	327	11,34	207,21	0,17	0,006
83	Bi	271	9,8	209,00	0,032	0,001

tronenabsorbierenden Regulierwerkstoffe (Abs. D 11.5) B, Cd und Hf zum Vergleich aufgenommen sind.

Für die Verwendung außerhalb der aktiven Zone kommen, vor allem besonders bei hohen Temperaturen (> 400 °C), in Frage: Monel, Titan und nichtrostende CrNi-Stähle (18/8).

D 11.3. Die Bremsstoffe oder Moderatoren

Moderatoren in „langsamen“ und „mittelschnellen“ Kernreaktoren — und nur in solchen werden Moderatoren verwendet — haben die Aufgabe, die ursprünglich „schnellen“ Neutronen mit Energien > 1 MeV auf thermische Energien (um 0,025 eV) abzubremsen, bei denen sie ähnliche Geschwindigkeiten wie Gasmoleküle haben (bei

[1]) Für langsame (thermische) Neutronen der Energie 0,025 eV.
[2]) Werkstoff für Regulier-Stäbe (hohes σ_T!).

Raumtemperatur etwa 2200 m/s). Eine Substanz wird als Moderator um so wirksamer sein, je größer ihr Wirkungsquerschnitt σ_S für Streuung schneller und mittelschneller Neutronen ist. Andererseits aber muß ihr Absorptionsquerschnitt σ_A gegenüber langsamen Neutronen so gering wie möglich sein, damit es im Moderator nicht durch Neutroneneinfang zu größeren Neutronenverlusten kommt.

Die wichtigsten Kennzahlen für Moderatorstoffe sind folgende:

a) Der (mittlere) logarithmische Energieverlust ξ, auch „Verlangsamung" genannt. Er ist definiert als der natürliche Logarithmus des durchschnittlichen Verhältnisses der Neutronenenergie E_2 nach dem Zusammenstoß mit einem Bremsatom zu der Neutronenenergie E_1 vor diesem Zusammenstoß:

$$\xi = \ln \frac{E_2}{E_1}. \tag{D 11/5}$$

In grober Annäherung gilt für Moderatorstoffe der Massen- oder Nukleonenzahl A die Beziehung

$$\xi \approx \frac{2}{A+1}, \tag{D 11/6}$$

d. h., ξ ist um so größer, je kleiner das Atomgewicht des Moderatorstoffes ist (vgl. die spätere Tab. D 11/11 Spalte 2 und 5).

b) Die Bremskraft oder das Bremsvermögen B, eine Zahl, die die Bremswirkung einer Substanz für Neutronen angibt. Man erhält sie, wenn man die Größe ξ für den durch ein einziges Bremsatom hervorgerufenen Energieverlust mit dem Streuwirkungsquerschnitt σ_S für elastische Streuung aller im cm³ vorhandenen Atome N multipliziert. Demnach ist die Bremskraft B definiert durch die Gleichung:

$$B = N \cdot \sigma_S \cdot \xi = \Sigma_S \cdot \xi. \tag{D 11/7}$$

Aus dieser Größe kann man den mittleren Weg X, den ein schnelles Neutron ($E = 2 \cdot 10^6$ eV) im Moderatorstoff zurückzulegen hat, ehe seine Energie auf 0,025 eV (thermische Geschwindigkeit) abgebremst ist, also die notwendige Bremslänge, aus der Gleichung:

$$\frac{0{,}025}{2 \cdot 10^6} = e^{-BX} \approx 10^{-8} \tag{D 11/8}$$

errechnen, woraus sich mittels der Werte für B (Tab. D 11/11) beispielsweise die Bremslänge in Graphit (C) zu $X \approx 3$ m, dagegen in schwerem Wasser (D_2O) nur zu $X \approx 1$ m ergibt.

c) Die durchschnittliche Anzahl n_B der Neutronen-Bremsstöße, die notwendig sind, um schnelle Neutronen ($2 \cdot 10^6$ eV) auf

thermische Geschwindigkeit (0,025 eV) zu bremsen, ist gegeben durch

$$n_B = \frac{\ln \frac{2 \cdot 10^6}{0,025}}{\xi} = \frac{18,2}{\xi} . \qquad \text{(D 11/9)}$$

d) Das Bremsverhältnis oder der Moderierfaktor Mf. Dies ist das Verhältnis der Bremskraft B einer Substanz zu ihrem makroskopischen Absorptions-Wirkungsquerschnitt, also

$$\text{Mf} = \frac{B}{\Sigma_A} = \frac{N\,\sigma_S \cdot \xi}{N\,\sigma_A} = \frac{\sigma_S}{\sigma_A} \cdot \xi, \qquad \text{(D 11/10)}$$

eine Zahl, die die Eignung einer Substanz als Bremsmittel angibt. In Tabelle D 11/11 sind die wichtigsten charakteristischen Daten der Bremsstoffe für schnelle Neutronen (> 1 MeV) zusammengestellt.

D 11/11. Kernphysikalische Eigenschaften der Moderatorstoffe für schnelle Neutronen (nach GLASSTONE und EDLUND)

Moderator	log. Energieverlust ξ [—]	Bremskraft $B = N \cdot \sigma_S \cdot \xi$ [cm^{-1}]	Bremsverhältnis (Moderierfaktor) $(\sigma_S/\sigma_A) \cdot \xi$ [—]	Bremsstoßzahl n_B [—]
H (in Wasser)	1,000	1,53	72	18
D (in schwerem Wasser)	0,725	0,370	12000	25
He (1 Atm)	0,425	$1,6 \cdot 10^{-5}$	83	43
Be	0,209	0,176	159	86
C (Graphit)	0,158	0.064	170	114
O	0,120	(0,0025)	(230)	115
Zum Vergleich:				
U (natürl.)	0,00838	—	—	2172

Wie man sieht, eignen sich von festen Stoffen für Moderatoren am besten C (Graphit[1]) und Be[2]), letzterer auch in Form seiner Verbindungen[3]), während von flüssigen Stoffen als Moderatormedien

[1]) Jedoch nur dann, wenn er sorgfältig von den in ihm normalerweise immer enthaltenen Bor-Verunreinigungen befreit ist, da Bor mit seinem hohen Absorptionsquerschnitt (s. Tab. D 11/4) schon bei einem Gehalt von nur 0,0001% den Vorteil der geringen Neutronenabsorption eines Graphit-Moderators merklich herabsetzen würde.

[2]) Die Verwendung von Be wird stark eingeschränkt durch Herstellungsschwierigkeiten (s. Abs. D 11.2).

[3]) Besonders für (langsame) Reaktoren mit hohen Betriebstemperaturen.

Wasser und vor allem schweres Wasser (D_2O) in Frage kommen. Letzteres läßt sich durch Isotopentrennung entweder mittels Fraktionierung durch Elektrolyse oder durch fraktionierte Destillation aus normalem Wasser isolieren. Wegen des kostspieligen Gewinnungsprozesses ist aber D_2O sehr teuer[1]) und kann daher nur in hermetisch geschlossenen (Druck-)Kesseln und Rohrkreisen verwendet werden.

Anfänglich verwendete man als Moderatorsubstanzen auch Kohlenwasserstoffe wie Paraffin und andere wasserstoffhaltige Substanzen, da ein Neutron bei jedem Zusammenstoß mit einem Wasserstoffkern durchschnittlich 63% seiner kinetischen Energie verliert. Leider werden aber andererseits vom Wasserstoffkern verhältnismäßig viele der auf thermische Geschwindigkeit gebrachten Neutronen durch Einfang absorbiert gemäß

$$^1_1\mathrm{H} + ^1_0n \rightarrow ^2_1\mathrm{D}, \qquad \text{(D 11/12)}$$

wobei Deuterium entsteht. Aus diesem Grunde ging man bald zu Graphit als Moderatorstoff über, dessen Absorptions-Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen viel geringer ist als der für Wasserstoff (σ_A für C: 0,0045 Barn, für Wasserstoff 0,33 Barn, vgl. Tab. H 6, S. 256).

Ausgezeichnet als Moderatorstoff wäre nach Tab. D 11/11 (und auch aus Korrosionsgründen) Helium, das aber wegen seines hohen Preises und seiner Fähigkeit, bei höheren Drucken und hohen Druckkesseltemperaturen durch alle Materialien hindurchzudiffundieren, jedenfalls für europäische Verhältnisse nicht in Frage kommen dürfte.

D 11.4. Die Neutronenreflektoren bzw. die „produzierende" Zone

Um die Zahl der den Reaktionsraum verlassenden Neutronen herabzusetzen, wird dieser Raum von einer Schicht umgeben, die eine Rückdiffusion der Neutronen bewirkt. Ein derartiger „Neutronenreflektor" ermöglicht eine Verkleinerung der „kritischen Brennstoffmasse" und verbessert die Neutronenökonomie. Da auch von einem Reflektormaterial ein kleiner Einfangquerschnitt σ_A und ein großer Streuquerschnitt σ_S verlangt werden muß, kommen grundsätzlich für die Herstellung von Reflektoren dieselben Stoffe in Frage wie bei den Moderatoren, und es finden demgemäß auch in der Praxis vor allem

[1]) 1 kg D_2O kostet lt. Angebot der Atomic Energy Commission (AEC)-USA etwa DM 260,—. (Nach M. v. ARDENNE, Tabellen zur angewandten Kernphysik, Berlin 1956.)

Graphit, Graphit mit BeO und auch reines Be Verwendung, sowie H_2O und D_2O in Stärken von ungefähr 50 cm.

Für Reaktoren mit schnellen Neutronen, die ja keine Moderatoren benötigen, werden für Reflektorzwecke Materialien mit großem Streuquerschnitt für schnelle Neutronen benötigt, beispielsweise Pb und Bi.

Bei Reaktoren, deren Reaktionsraum genügend groß dimensioniert ist und die neues Spaltmaterial produzieren sollen, werden die den Reaktionsraum verlassenden Neutronen zur Bildung von ${}^{233}_{92}U$ aus ${}^{232}_{90}Th$ oder ${}^{239}_{94}Pu$ aus ${}^{238}_{92}U$ (entspr. D 7/3 bzw. D 7/4) benutzt. Die produzierenden Zonen bestehen in diesem Falle aus natürlichem U oder Th und sind derartig dimensioniert, daß es auch in ihnen zu Spaltungen kommt und soviel neues Spaltmaterial wie möglich produziert wird. Ist der Produktionsgrad, d. h. das Verhältnis

$$f = \frac{\text{Zahl der aus } {}^{232}_{90}\text{Th produzierten } {}^{233}_{92}\text{U-Atome}}{\text{Zahl der gespaltenen (verbrauchten) } {}^{235}_{92}\text{U-Atome}} \qquad \text{(D 11/13)}$$

bzw.

$$f = \frac{\text{Zahl der aus } {}^{238}_{92}\text{U produzierten } {}^{239}_{94}\text{Pu-Atome}}{\text{Zahl der gespaltenen („verbrauchten“) } {}^{235}_{92}\text{U-Atome}} \qquad \text{(D 11/14)}$$

(auch Brutfaktor genannt) kleiner als 1, so spricht man von „Umwandlung“ (conversion), ist er jedoch größer als 1, so spricht man von „Produktion“ (breeding). Bei langsamen Reaktoren kann nur mehr oder weniger gute „Umwandlung“ erzielt werden[1]), d. h., es ist immer in gewissen Mengen ${}^{235}_{92}U$ dem „verbrauchten“ Brennstoff zuzusetzen, während in schnellen Reaktoren ${}^{239}_{94}Pu$ oder ${}^{233}_{92}U$ dem Brennstoff *entzogen* werden müssen, da sie ja produzieren. Diese Eigenschaft schneller Reaktoren, produzieren zu können, läßt sich durch die Teilnahme des ${}^{238}_{92}U$ an der Spaltung im Reaktionsraum erklären. Es können in ihnen Produktionsgrade von 1,5 und höher erreicht werden, besonders wenn im Reaktionsraum ${}^{239}_{94}Pu$ mit $\nu \sim 3$ benutzt wird. Brutreaktoren mit ${}^{233}_{92}U + {}^{232}_{90}Th$ ergeben auch mit thermischen Neutronen eine gute Ausbeute an neuem spaltbarem Material.

D 11.5. Die Regelelemente (Regulierstäbe)

Unter der „kritischen Masse“ versteht man die in einen Kernreaktor eingebaute Brennstoffmenge, bei der angesichts der jeweilig vorliegenden Reaktorbauweise der „Vermehrungsfaktor“ K gerade gleich 1 ist, d. h., es werden gerade soviel Neutronen neu erzeugt wie durch Spaltung, Absorption und Diffusion nach außen verlorengehen. $K < 1$ bedeutet den „unterkritischen“ Fall: die Kernreaktion reißt

[1]) Jeder mit natürlichem Uran betriebene (langsame) Kernreaktor ist also in diesem Sinne nur ein „Konverter“, kein „Brutreaktor“, denn sein Brutfaktor erreicht theoretisch nur den Wert 0,8 (praktisch etwa 0,3—0,4).

ab; $K > 1$ dagegen den „überkritischen" Fall[1]): der Neutronenfluß steigt mit der Zeit an (Extremfall: Atombombe). Der Überschuß des effektiven Vermehrungsfaktors über den Wert 1 hinaus, also die Größe

$$\delta K = K_{\text{eff}} - 1 \qquad \text{(D 11/15)}$$

wird (Überschuß-)„Reaktivität" genannt. Infolge immer vorliegender Vergiftung des Brennstoffes durch Anreicherung von Spaltprodukten mit hohem Einfangquerschnitt, Brennstoffverbrauch und anderer Ursachen würde ein überkritischer Reaktor erst durchgehen, wenn $\delta K > 0{,}006$ wird[1]). Um dies zu vermeiden, muß man in solchen Fällen den überhöhten Neutronenfluß herabsetzen. Dies kann grundsätzlich durch 3 Maßnahmen erfolgen:

a) Veränderung der Brennstoffmenge im aktiven Raum durch Einschieben oder Herausziehen von *Stangen aus spaltbarem Brennmaterial* ($^{239}_{94}$Pu-, U- oder Th-Stangen). Diese Art der Regelung kommt besonders für schnelle Reaktoren in Frage.

b) Veränderung der Größe der Rückdiffusion durch Einschieben oder Herausziehen von *Reflektoren.*

c) Veränderung des Neutronenflusses durch Einschieben oder Herausziehen von sog. „Regulierstäben" aus einem Material mit extrem hohem Absorptions-Wirkungsquerschnitt σ_A, also insbesondere aus Cd oder B für langsame Reaktoren (vgl. Tab. D 11/4 und Abb. 37 bzw. 38, S. 70 u. 71) bzw. aus Li für schnelle Reaktoren. Im einzelnen unterscheidet man hierbei 3 Arten von Regelstangen:

α) Regulierstäbe zur Regulierung der Wärmeleistung des Reaktors: Je höhere Leistungen benötigt werden, desto mehr müssen die Stangen aus der aktiven Zone herausgezogen werden.

β) Regulierstäbe zur Kompensation der Vergiftung, also der allmählich zunehmenden Absorption durch die Spaltprodukte in den Brennstoffelementen: Am Anfang eines jeden Arbeitszyklus, d. h. immer nach Auswechselung verbrauchter Heizelemente gegen frische, sind diese Regelstangen völlig in die aktive Zone eingeschoben und werden allmählich bis zum Ende des Arbeitszyklus herausgezogen.

γ) Sog. „Havarie-Stangen": Sie werden nach Überschreitung gewisser Betriebsgrößen (Betriebstemperatur, Dampfdruck, Neutronenfluß usw.)

[1]) Da bei schnellen Reaktoren kein Moderator vorhanden ist, ist das Gewicht und damit die Wärmekapazität der schnellen Reaktoren bedeutend geringer als bei den langsamen Reaktoren. Eine kleine Erhöhung der Reaktivität δK kann daher im schnellen Reaktor zu raschen, großen Temperaturerhöhungen führen, die den Reaktor beschädigen bzw. zu kleinen Explosionen führen können. Aus diesem Grunde ist die Regulierung schneller Reaktoren schwieriger und ihr Betrieb bedeutend gefährlicher als der der langsamen Reaktoren.

in die aktive Zone „eingeschossen" und unterbrechen sofort die Kettenreaktion, wodurch bei jedweder Gefahr ernstlichen Folgen von Betriebsschäden an den Reaktoren oder Hilfseinrichtungen vorgebeugt wird.

Als Material für die Regulierstäbe, die normalerweise automatisch über Meßinstrumente mittels Servomechanismen bewegt werden, kommen neben Bor und Cadmium auch Borstahl, mit Borkarbid gefüllte Rohre, Hafnium (s. Tab. D 11/4) und Legierungen bzw. chemische Verbindungen der genannten Metalle in Frage. Bei Verwendung von Cd für Regulierstäbe muß man mit einer gewissen „Alterung" rechnen, da das durch eine (n, γ)-Reaktion gebildete Isotop $^{114}_{48}Cd$ einen um mehrere Größenordnungen kleineren Wirkungsquerschnitt σ_A für die Neutronenabsorption besitzt als das Isotop $^{113}_{48}Cd$ (s. Tab. H 4). Schnelle Reaktoren können nur schwer durch Regulierstäbe nach c) gesteuert werden, hier ist man also mehr auf die unter a) und b) beschriebenen Regelmethoden angewiesen.

Erwähnt mag noch werden, daß eine besondere Regulierung bei solchen Kernreaktoren nicht notwendig ist, die einen negativen Temperaturkoeffizienten der (Überschuß-)Reaktivität δK besitzen. Dies beruht darauf, daß bei erhöhter Belastung eine Temperaturerhöhung des Reaktors und damit auch der Bremselemente auftritt. Die dadurch eintretende Verringerung der Dichte der Moderatorsubstanz und des Brennstoffes bewirkt eine Verringerung des makroskopischen Streu-Wirkungsquerschnittes $N_1 \sigma_S$ des Moderators 1 und des makroskopischen Spalt-Wirkungsquerschnittes $N_2 \sigma_F$ des Brennstoffes 2. Das wiederum bewirkt bei vielen Reaktor-Typen eine Verringerung des Neutronenflusses, was einer Leistungsverminderung und somit einer Temperatursenkung gleichkommt, und zwar so lange, bis wieder der alte Zustand erreicht ist. Auch in Reaktoren ohne diese automatische Temperaturstabilisierung kann es nicht zu einer atombombenähnlichen Wirkung kommen, da vorher die Hüllen mit dem Spaltstoff zusammenschmelzen und letzterer teilweise verdampfen würde, so daß auf diese Weise eine „automatische" Verringerung der Brennstoffmenge in der aktiven Zone unter die kritische Masse erfolgt. Dieser Fall hat sich in der Praxis tatsächlich in mehreren Fällen ereignet (in einigen führte man ihn zu Versuchszwecken herbei).

D 11.6. Die wärmeabführenden Medien (Kühlmittel)

Diese Stoffe haben im Kernreaktor grundsätzlich zwei Aufgaben zu erfüllen. Sie sollen

a) durch Kühlwirkung die Festigkeitseigenschaften der Konstruktionswerkstoffe und die Moderierwirkung der Bremssubstanz aufrechterhalten;

b) die bei der Kernspaltung freiwerdende Wärmeenergie abführen und zur technischen Nutzung dem Wärmeaustauscher zuleiten.

Demgemäß sind an diese wärmeabführenden Substanzen im wesentlichen die folgenden Anforderungen zu stellen:

α) sie dürfen weder Heizelemente noch andere Teile des Reaktors korrodieren;

β) sie sollen hohe Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität besitzen;

γ) sie sollen keine Verunreinigungen enthalten, die große σ_A-Werte haben;

δ) ihr eigener σ_A-Wert soll möglichst klein sein;

ε) für mittelschnelle oder schnelle Reaktoren soll der logarithmische Energieverlust ξ möglichst klein sein.

Von gasförmigen Kühlmitteln wäre Helium am vorteilhaftesten, weil es kleinen σ_A besitzt, chemisch inert ist und nicht radioaktiv wird. Da es aber zu teuer ist, verwendet man statt dessen CO_2 und auch Luft unter hohen Drucken.

Da aber *gasförmige* Kühlmittel schlechte Wärmeübergangszahlen besitzen, also große Kühlflächen und große Pumpleistungen erfordern, benutzt man trotz der höheren Betriebssicherheit gasgekühlter Reaktoren häufiger *flüssige* Kühlmittel, und zwar H_2O und D_2O, die bei einigen technischen Ausführungen von langsamen Kernreaktoren (kochenden oder „Druck-Wasser"-Reaktoren, s. weiter unten) gleichzeitig die Funktionen eines Moderators übernehmen. Daß D_2O wegen seines hohen Preises nur in geschlossenen Kühlkreisen verwendet werden darf, wurde bereits in Abs. D 11.3 erwähnt.

Die besten Kühlwirkungen kann man mit *flüssigen Metallen* erzielen als Folge ihrer hohen Wärmekapazität, ihrer guten Wärmeleitfähigkeit (kleine benötigte Kühlflächen und Pumpenleistungen), ihres auch bei höheren Temperaturen geringen Dampfdruckes und des damit Hand in Hand gehenden geringen Verdampfungsgrades. Ihr Nachteil besteht in gewissen Korrosionswirkungen und in ungünstig hohen Absorptions-Wirkungsquerschnitten für thermische Neutronen, weshalb sie vor allem in schnellen Reaktoren Verwendung finden. Am meisten hat bisher flüssiges, auf 480—500 °C erhitztes Natrium Verwendung gefunden, u. a. auch in einem U-Boot-Reaktor, daneben NaK-(56/44)-Legierungen, Pb, Bi, BiPb-(55,5/44,5)-Legierungen, und in einem Fall sogar Hg. Es wurde bereits bei der Behandlung der Brennstoffe in Abs. D 11.1 erwähnt, daß man den als Kühlmittel wirkenden Metallschmelzen auch Brennstoffmetall zumischen kann, wodurch eine kontinuierliche Entfernung der vergiftenden Spaltprodukte ermöglicht wird.

Die interessierenden technischen Daten aller erwähnten Kühlmittel für Reaktoren finden sich (mit Ausnahme des CO_2) in der Tab. D 11/16.

Während zur Umlaufförderung von Gasen und Wasser bzw. schwerem Wasser die üblichen Pumpen verwendet werden, erfordern flüssige Metalle spezielle magnetische Pumpen, in denen das flüssige Metall durch sehr hohe Ströme (über 10000 A) in Bewegung gesetzt wird, wodurch Dichtungen, Stopfbuchsen und Ventile überflüssig werden.

In der Regel gibt das wärmeabführende Medium des ersten thermodynamischen Kreises (der durch Reaktor, Wärmeaustauscher, Zirkulationspumpen und Verbindungsleitungen gebildet wird) einen großen Teil seines Wärmeinhaltes über einen Wärmeaustauscher an einen zweiten Kreis ab, der entweder direkt (unter Verwendung von Dampf) oder über einen zweiten Wärmeaustauscher und einen dritten Kreis eine Turbine betreibt. Zwei Wärmeaustauscher werden immer dann benutzt, wenn das wärmeabführende Medium im ersten Kreis stark radioaktiv ist (beispielsweise wird Na unter starker Neutronenbestrahlung in langsamen Reaktoren äußerst stark radioaktiv). Es soll somit verhindert werden, daß bei eventuellen Betriebsschäden im Wärmeaustauscher die Turbine verseucht wird.

D 11.7. Der Strahlenschutzmantel (Abschirmung)

Die Abschirmwände, die den gesamten Reaktor umgeben, haben folgende Aufgaben zu erfüllen:

a) Verhindern des Austritts schneller wie langsamer Neutronen aus dem Kernreaktor,

b) Abschirmen der bei Kernreaktionen auftretenden intensiven γ-Strahlung,

c) Gewähren thermischen Schutzes gegen Wärmeverluste.

Da es kein Material gibt, das allen diesen Forderungen gerecht werden kann, ist man zu mehrschichtigen Abschirmkonstruktionen gezwungen. γ-Strahlen können durch Stoffe mit hohem Atomgewicht wie Pb, W, Ba (Beton) und Ta abgeschirmt werden. Langsame Neutronen können durch Absorptionssubstanzen mit hohen σ_A wie Cd absorbiert werden. Schnelle Neutronen werden zunächst durch Stoffe niedrigen Atomgewichts abgebremst, wonach die so entstandenen langsamen Neutronen, wie angegeben, absorbiert werden können. Als Beispiel für die technische Ausführung des Strahlenschutzmantels eines Kernreaktors seien — in der Reihenfolge von innen nach außen — die folgenden Schutzschichten genannt:

a) Unmittelbar an die Reflektorschicht grenzt eine meist luftgekühlte Eisenschicht als Wärmeschutz, es folgen

D 11/16. Eigenschaften von Kühlstoffen (nach LINTNER u. SCHMID)

Kühlstoffe		Schmelzpunkt [°C]	Siedepunkt [°C]	bei Druck [ata]	Dichte [kg/m³]	spez. Wärme [kcal/kg °C]	Wärmeübergangszahl [kcal/m² h °C]	Pumpleistung [Wismut = 1] bezogen auf gleiche Wärmeleistung
Gase	He	—	—	1 7 35	0,091 0,62 3,1	im Mittel: 1,240	80 386 1405	5400
	Luft	—	—	1 7 35	0,66 4,5 22,7	im Mittel: 0,250	100 465 1665	11900
	CO_2							
Wasser	H_2O	0	100	1 100	993 (38°C)	0,997 (38°C) 1,17 (500°C)	19300 (38°C) 29500 (500°C)	3800
	D_2O	3,8	101,4	105	780 (500°C)	1,165 (500°C)	29400 (500°C)	
Flüssiges Metall	Na NaK (56/44)	97,5 19	883 822	1 1	885 845	0,315 0,285	74000 37100	0,20
	Pb	327,4	1740	1	11340	0,031		1,31
	Bi	271,3	1420	1	9800	0,033		1,00
	BiPb (55,5/44,5)	125	1670			0,035	37000 (500°C)	
	Hg	— 38,8	357	1	13600	0,03		1,07

b) eine dicke Schicht von Wasser oder (genügend H_2-haltigem) Beton als Moderator für die schnellen Neutronen,

c) eine kadmium- oder borhaltige Schicht zur Absorption der thermischen Neutronen, die in der Schicht b) aus den schnellen Neutronen entstanden sind,

d) eine dicke Baryt-Zementschicht (bis zu 4 m dick) mit Stahlschrott oder Magnesit-Zusatz zur Abschirmung der γ-Strahlen, meist außen noch mit einer ausreichend starken Bleischicht versehen.

Die Gesamtwirkung aller Abschirmschichten soll jedenfalls derartig hoch sein, daß nur $^1/_{100}$ der maximal zulässigen Toleranzdosis für jede Strahlenart (s. Tab. E 3/1) außerhalb des Reaktors auftritt, was ungefähr dem natürlichen Hintergrund (s. ebenfalls Tab. E 3/1) entspricht. Das ist nicht nur zur Sicherung des Bedienungspersonals notwendig, sondern auch zur Gewährleistung eines ausreichend genauen Arbeitens der Meßinstrumente.

D 11.8. Mittel zum Transport und zur Regenerierung von Brennstoffelementen

Bei heterogenen Reaktoren werden nach Beendigung eines jeden Arbeitszyklus die am meisten verbrauchten Brennstoffelemente (also zuerst die aus der Mitte der aktiven Zone, da dort der stärkste Neutronenfluß herrscht, später auch die mehr peripher liegenden Brennstoffelemente) durch ferngesteuerte Mechanismen herausgezogen und gegen neue ausgetauscht. Die alten Stäbe werden bis zum Aussterben der kurzlebigen Spaltprodukte (etwa $^1/_2$ Jahr) in entsprechend abgeschirmten Vorratsräumen (mit Betonwänden über 1 m Stärke, oder unter mehrere Meter starken Wasserschichten) aufbewahrt, bevor sie zur Regenerierung in die chemische Fabrik versandt werden.

Bei homogenen Reaktoren und solchen, in denen Bi-Schmelzen mit U- und Th-Zusatz verwendet werden, erfolgt die Regenerierung des Brennstoffes laufend am Reaktor. Derartige Typen haben daher besondere Bedeutung für energetische Zwecke.

II. Technische Ausführungen von Reaktoren

Die Anzahl der neu gebauten und in Betrieb genommenen Kernreaktoren wächst von Jahr zu Jahr. Zählte man gegen Ende des 2. Weltkrieges erst 5 arbeitende Reaktoren, die hauptsächlich militärischen Zwecken dienten, so wird in Kürze ihre Zahl auf 100 an-

gestiegen sein[1]), die in den einzelnen Ländern zu den verschiedensten, wohl meist friedlichen Anwendungszwecken, errichtet sind oder sich im Bau befinden. Ihre Verwendungszwecke, Bauprinzipien und Ausführungsformen seien im folgenden, in großen Zügen und an Hand von Abbildungen besprochen.

D 11.9. Zur Theorie der Reaktoren

Obwohl es im Rahmen einer Behandlung der elementaren Grundlagen der Kernphysik nicht möglich ist, eine Theorie der Reaktoren in allen Einzelheiten zu besprechen, sollen doch in Anbetracht der praktischen Bedeutung der Reaktoren die wichtigsten Begriffe der Reaktortheorie und ihre Benützung bei der praktischen Berechnung von Reaktoren angedeutet werden.

Man betrachte ein System von Brennstoff, Moderator und Konstruktionsmaterial, das „unendlich" groß ist. In einem derartigen System ist der Neutronenmultiplikationsfaktor K_∞, der die Zahl der auf ein im System absorbiertes Neutron erzeugten Sekundärneutronen angibt:

$$K_\infty = \nu_{\text{eff}} \cdot p \cdot t \cdot \varepsilon. \qquad \text{(D 11/17)}$$

Hier ist ν_{eff} die Zahl der auf ein im Brennstoff absorbiertes (langsames) Neutron freiwerdenden Sekundär-Neutronen (s. Tab. D 11/2), t ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron im Brennstoff und nicht in anderem Material absorbiert wird[2]), p ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron nicht durch Resonanzeinfang (s. Kap. D 7) verlorengeht, und ε ist ein Faktor, der die Neutronenvermehrung durch Spaltung von ${}^{238}_{92}U$ durch schnelle Neutronen angibt.

Wenn in einem derartigen System eine Kettenreaktion anlaufen soll, muß $K_\infty > 1$ sein. Arbeitet man mit ${}^{233}_{92}U$, ${}^{235}_{92}U$, ${}^{239}_{94}Pu$, so wird ε und p gleich 1[3]) und

$$K_\infty = \nu_{\text{eff}} \cdot t. \qquad \text{(D 11/18)}$$

Man hat es in der Praxis nie mit „unendlich" großen Reaktoren zu tun, und muß daher die Oberflächenverluste durch Abstrahlen von

[1]) Eine sehr ausführliche Aufzählung der bisher gefertigten oder für die nächsten Jahre projektierten Kernreaktoren mit kurzen Bauangaben, soweit hierüber in der Literatur Angaben gemacht wurden, findet sich bei M. v. ARDENNE, Tabellen zur angewandten Kernphysik, Berlin 1956.

[2]) t wird auch der „thermische Ausnützungsfaktor" genannt.

[3]) t wird = 1, da mangels Vorhandensein von ${}^{238}_{92}U$ zusätzliche Neutronenvermehrung durch Spaltung von ${}^{238}_{92}U$ fortfällt; p wird = 1, da aus gleichem Grunde Resonanzeinfang nicht möglich ist.

Neutronen aus dem System durch einen Reduktionsfaktor α berücksichtigen. Der effektive Neutronenmultiplikationsfaktor K_{eff} muß daher

$$K_{\text{eff}} = \alpha \cdot K_{\infty} \geq 1 \tag{D 11/19}$$

sein. K_{eff} gibt den räumlichen Mittelwert für die Neutronenvermehrung in einem Reaktor an, in dessen Zentrum die Neutronenvermehrung K_{∞} beträgt, während sie dagegen in dessen Randzone infolge von Neutronenabstrahlung gegen 0 strebt.

Ist $K_{\text{eff}} < 1$, so ist der Reaktor unterkritisch, er bleibt also „kalt". Ist $K_{\text{eff}} > 1$, so fährt der Reaktor an (s. Kap. D 11/5), die Neutronendichte und die damit verbundene thermische Leistung steigt bis zum gewünschten Wert; dann wird der Reaktor im kritischen Zustande mit $K_{\text{eff}} = 1$ gehalten, der stationär ist. Zum Abstellen wird K_{eff} mit Hilfe von Regulierstäben wieder kleiner als 1 gehalten.

Die Wahrscheinlichkeit w_1, daß ein Neutron bei einem Stoß absorbiert wird, ist gegeben durch die Beziehung

$$w_1 = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s}, \tag{D 11/20}$$

wo Σ_a und Σ_s die makroskopischen Wirkungsquerschnitte (s. Kap. D 1) für Absorption und Streuung sind. Die Wahrscheinlichkeit für ein Neutron, bei n_B Stößen (s. Gl. D 11/9) absorbiert zu werden, ist n_B-mal so groß. Für ein kleines Neutronenenergieintervall δE wird die Wahrscheinlichkeit p, daß ein Neutron nicht durch Resonanzeinfang verlorengeht:

$$p(\delta E) = e^{-\frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \cdot \frac{1}{\xi} \frac{\delta E}{E}}. \tag{D 11/21}$$

Es wird dann für das Neutronenenergieintervall E_0 bis E_1

$$p = e^{-\frac{N_u}{\xi \Sigma_s} \cdot \int_{E_1}^{E_0} \sigma_{a\,\text{eff}} \frac{dE}{E}}. \tag{D 11/22}$$

ξ ist dabei definiert durch die Gleichung D 11/5 (vgl. auch Tab. D 11/11). N_U ist die Zahl der pro Kubikzentimeter vorhandenen ${}^{238}_{92}$U-Atome. Das Integral im Exponenten der Gl. D 11/22 wird das „Resonanzintegral" genannt. Das Resonanzintegral gilt allgemein für den homogenen Reaktor ohne Rücksicht auf den verwendeten Moderator, da ξ (s. Kap. D 11/3), der logarithmische Energieverlust, der eine charakteristische Moderatoreigenschaft ist, nicht im eigentlichen Integral auftritt. Für das heterogene System Uran-Graphit ist das

Resonanzintegral für das Energieintervall schnelle — thermische Neutronen

$$\int \sigma_{a\,\mathrm{eff}} = 9{,}25\left(1 + 2{,}67\frac{S}{M}\right) \text{ [Barn]}, \qquad \text{(D 11/23)}$$

wo S [cm²] die Oberfläche eines Uran-Brennstoffelementes und M [g] dessen Masse sind.

Für den „thermischen Ausnützungsfaktor" t sind die Mittelwerte des Neutronenflusses Φ im Uran und im Moderator wichtig. Es sei Φ_U [$\mathrm{cm^{-2} \cdot s^{-1}}$] der Fluß thermischer Neutronen im Uran und Φ_M [$\mathrm{cm^{-2} \cdot s^{-1}}$] der Fluß thermischer Neutronen im Moderator. Das Verhältnis F des mittleren Flusses thermischer Neutronen im Moderator zum Fluß im Uran ist demnach

$$F = \frac{\Phi_M}{\Phi_U}. \qquad \text{(D 11/24)}$$

Wenn $(\Sigma_a)_U$ [$\mathrm{cm^{-1}}$] der makroskopische Absorptionsquerschnitt im Uran und $(\Sigma_a)_M$ [$\mathrm{cm^{-1}}$] der makroskopische Absorptionswirkungsquerschnitt im Moderator sind, so wird

$$t = \frac{(\Sigma_a)_U}{(\Sigma_a)_U + F\,(\Sigma_a)_M}. \qquad \text{(D 11/25)}$$

Im homogenen Reaktor ist $F = 1$, da der Brennstoff gleichmäßig im Moderator verteilt ist, während im heterogenen Reaktor $F > 1$ ist. Im heterogenen Reaktor ist daher die Ausnützung thermischer Neutronen weniger günstig als im homogenen Reaktor. Das Produkt $p \cdot t$, das lt. Gl. D 11/17 ausschlaggebend ist, ist jedoch für den heterogenen Reaktor günstiger als für den homogenen Reaktor.

ε, der Faktor der Neutronenvermehrung durch $^{238}_{92}\mathrm{U}$, besitzt bei einem durchschnittlichen Reaktor — natürliches Uran — den Wert 1,03. Je weniger Moderatorsubstanz im Verhältnis zum Uran benutzt wird, desto größer wird ε, da sich immer stärker die Wirkung schneller Neutronen bemerkbar macht; ε kann schließlich bei Fortfall des Moderators einen Grenzwert von 1,2 annehmen.

Für den kritischen Zustand eines Reaktors, der stationär ist, d. h., in dem die Neutronendichte zeitlich konstant ist, ist eine partielle Differentialgleichung zu suchen, welche die Randbedingung Neutronenfluß $\Phi = 0$ an der Reaktoroberfläche befriedigt. Diese Gleichung lautet

$$\Delta\Phi + \varkappa^2 \Phi = 0 \qquad \text{(D 11/26)}$$

wo

$$\varkappa^2 = \frac{K_\infty - 1}{L^2} \qquad \text{(D 11/27)}$$

ist. L [cm] ist dabei die Diffusionslänge der Neutronen im Gemisch Uran-Moderator. Hat der Reaktor die Form einer Kugel mit dem Radius r [cm], so wird:

$$\varkappa^2 = \left(\frac{\pi}{r}\right)^2 \quad \text{und} \quad r = \frac{\pi}{\varkappa}. \tag{D 11/28}$$

Ist der Reaktor ein Würfel mit der Kantenlänge a [cm], so wird:

$$\varkappa^2 = 3\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \quad \text{und} \quad a = \frac{\pi\sqrt{3}}{\varkappa}. \tag{D 11/29}$$

Umgibt man den Reaktor mit einem Reflektor, so gelten die oben angeführten Näherungsformeln nicht mehr, da Neutronen, die ohne Reflektor die aktive Zone verlassen würden, bei Verwendung eines Reflektors zum großen Teil in die aktive Zone zurückkehren. Es ist daher erforderlich, die Dimensionierung der aktiven Zone um einen Wert δ [cm], den sogenannten „effektiven Zuschlag", zu verringern.

Für schwächere Reflektorschichten ist

$$\delta = \frac{D_a}{D_r} \cdot A, \tag{D 11/30}$$

für stärkere Reflektorschichten wird

$$\delta = \frac{D_a}{D_r} \cdot L_r, \tag{D 11/31}$$

wo D_a und D_r [cm$^2 \cdot$ s^{-1}] Diffusionskoeffizienten der Neutronen in der aktiven und der Reflektorzone sind, während A [cm] die Reflektorstärke und L_r [cm] die Neutronendiffusionslänge im Reflektor bedeuten. Es gilt also in Annäherung für einen kugelförmigen Reaktor mit Reflektor

$$\varkappa^2 = \left(\frac{\pi}{r+\delta}\right)^2. \tag{D 11/32}$$

K_{eff} ist, wie bereits in Kap. D 11/5 bemerkt wurde, für den praktischen Reaktor um δK, die „Reaktivität", größer als 1. Die Reaktivität eines Reaktors soll nach Beschickung mit frischen Brennstoffelementen 0,1—0,15 betragen, damit später die Neutronenverluste in Spaltprodukten sowie schwächere Neutronenvermehrung durch „Ausbrennen" des Brennstoffes ausgeglichen werden können. Die Betriebseinstellung der Reaktivität, insbesondere die Vermeidung des Durchgehens, erfolgt, wie in Kap. D 11/5 angeführt, mittels Regelelementen.

D 11.10. Verwendungszwecke von Reaktoren

a) Forschungs-Reaktoren

Sie dienen hauptsächlich Forschungen auf dem Gebiet der Neutronenphysik, z. B. für Materialprüfungen, um den Einfluß starker Neutronen- und Gammastrahlen-Flüsse auf die Struktur und die physikalischen Eigenschaften von Konstruktionsmaterial zum Reaktorenbau festzustellen, ferner zur Herstellung radioaktiver Isotope, zur Bestrahlung biologischen Materials und zur Beobachtung des Einflusses dieser Strahlung auf die verschiedensten Stoffwechselvorgänge bei Tieren und Pflanzen, sowie zu Zwecken der sog. Radiochemie, also zur Herbeiführung und Beobachtung chemischer Reaktionen unter dem Einfluß starker Bestrahlungen.

Forschungsreaktoren werden meist als langsame [B 1][1]) und heterogene [C 2] Typen gebaut. Als Brennstoff findet meist angereichertes U [D 2.1], als Moderator Graphit [E 1], Wasser [E 2] und für Materialforschungs-Reaktoren schweres Wasser [E 3] Verwendung, da damit stärkere Neutronenflüsse erreicht werden können. Als wärmeabführendes Medium werden meist Wasser [F 2.1] und schweres Wasser [F 2.2] verwendet. Forschungsreaktoren werden manchmal auch zum Erproben neuer Reaktorenprinzipien und -konstruktionen gebaut. Sie können dann auch als mittelschnelle [B 2] und schnelle [B 3] Typen ausgeführt sein.

b) Produzierende Reaktoren

Bei diesen Reaktoren ist das Hauptziel die Erzeugung von Plutonium. Sie wurden zuerst während des 2. Weltkrieges in den USA gebaut, um das für Atomwaffen benötigte Spaltmaterial zu gewinnen. Heute treten diese Reaktoren gegenüber denen des Types [A 4] in den Hintergrund, da es zweckmäßiger ist, neben der alleinigen Produktion von neuem Spaltmaterial auch noch die freiwerdende Energie zu verwerten. Sie arbeiteten hauptsächlich mit den folgenden in der Tab. D 11/1 aufgezählten Elementen: B 1, B 2, E 1, E 2, E 3, F 1.2, F 2.2.

c) Energetische Reaktoren

Diese Reaktortypen gewinnen in neuerer Zeit immer stärkere Bedeutung. Es handelt sich meist um Reaktoren mit den Bauelementen

[1]) Die Zahlen in [ ] in der folgenden Darstellung beziehen sich auf die Klassifizierung der Reaktoren nach Tab. D 11/1.

B 1, C 2, D 1, D 2 oder D 3.2, E 1, E 2 oder E 3, F 1.2, F 2.1, F 2.2 oder F 3 der Klassifizierung nach Tab. D 11/1. Bei diesen Reaktoren wird zwar auch neues spaltbares Material erzeugt, bei ihrem Betrieb wird jedoch nicht Hauptwert auf „*Produktion*", sondern auf *Energieerzeugung* gelegt. Der Produktionsfaktor ist bei diesen Reaktoren kleiner als 1, sie sind daher nur „Konverter", nicht „Brüter". Das bedeutet also, daß diesen Reaktoren stetig neues Spaltmaterial wie $^{235}_{92}U$, $^{233}_{92}U$ oder $^{239}_{94}Pu$ zugesetzt werden muß. Besondere Aussichten für die Zukunft hat hier das System $^{232}_{90}Th$—$^{233}_{92}U$, bei dem sowohl hohe Umwandlungsgrade als auch hohe Betriebstemperaturen (große energetische Ausbeute) erzielt werden können.

b) Energetische produzierende Reaktoren

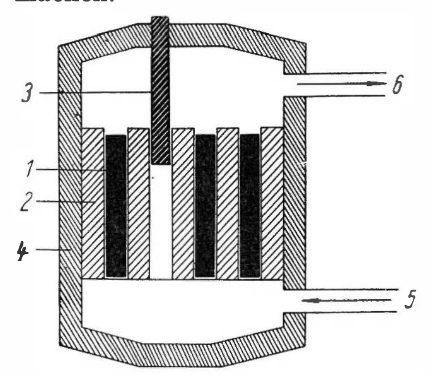
Bei diesen Kernreaktoren handelt es sich wahrscheinlich um den Reaktortyp der Zukunft, denn sie ermöglichen nicht nur die ökonomische Ausnützung aller natürlich vorkommenden Uran- und Thorium-Vorräte der Welt, sondern dienen neben der Energieerzeugung auch noch der Produktion von $^{233}_{92}U$ oder $^{239}_{94}Pu$. Da wahrscheinlich in Zukunft mit ihnen Produktionsfaktoren von 2 und mehr erzielbar sein dürften, wird sich mit Hilfe dieser Reaktoren der Weltvorrat an gut spaltbaren Isotopen stetig vergrößern. Es handelt sich bei diesen Typen um schnelle oder mittelschnelle Reaktoren, bei denen aber zur Zeit noch viele technologische Probleme, hauptsächlich metallurgischer Art, zu lösen sind. Nach der Klassifizierung der Tab. D 11/1 finden in ihrer aktiven Zone folgende Brennstoffe Verwendung: D 2.2, D 3.1, D 3.2, D 3.3, D 4.1, D 4.2 oder D 4.3. In der produzierenden Zone wird D 1 oder natürliches Thorium benutzt. Als Moderator für mittelschnelle Reaktoren verwendet man heute E 1, später voraussichtlich E 4. Wärmeabführende Medien sind flüssige Metalle entsprechend F 3. Letztere können auch den Brennstoff gelöst enthalten (wie Bi—U oder Bi—Th) und zirkulieren dann gemeinsam mit diesem.

e) Spezielle Reaktoren

Dies sind Sonderkonstruktionen (z. B. zum Antrieb von Flugzeugen) vom Typ B 2 der Klassifizierungstabelle D 11/1 mit Moderator E 4 oder auch vom Typ B 3. Brennstoff und auch Moderator werden in Form von hochwärmebeständigen keramischen Werkstoffen verwendet, die Betriebstemperaturen über 1200 °C zulassen.

D 11.11. Die Bauprinzipien von Kernreaktoren

Die folgenden Abbildungen 51—56 dienen dem Zweck, sich zunächst mit den technischen Bauprinzipien von Kernreaktoren vertraut zu machen.

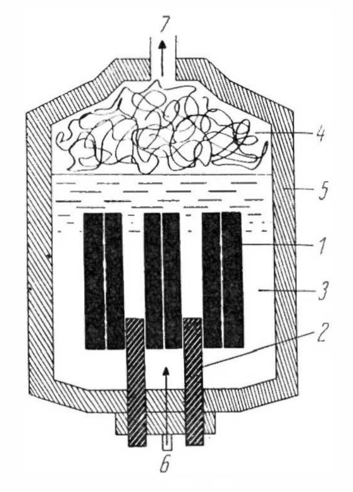


Aufbauschema:

1. Brennstoffelemente (gekapselte Uranstangen),
2. Moderator (Graphitblock),
3. Regelstange,
4. Neutronenreflektor und Kesselwand,
5. Zufuhr des wärmeableitenden Mediums (Wasser oder flüssiges Metall) von der Zirkulationspumpe,
6. Ableitung des erwärmten Mediums zum Wärmeaustauscher

Abb. 51. Heterogener Reaktor (Uran-Graphit)

Die Brennstoffelemente bestehen aus gasdicht gekapselten Uranstangen, die sich im Moderator 2, den Graphitblöcken, befinden. Die Regelstangen 3 ermöglichen durch fortlaufendes Herausziehen eine Überschreitung der kritischen Masse und damit eine Veränderung der „Reaktivität", also der Energieentwicklung. Die aktive Zone ist von dem Neutronenreflektor 4 umgeben. Das durch die Zirkulationspumpe in den Stutzen 5 eingepumpte Medium erwärmt sich in der aktiven Zone und wird in 6 zum Wärmeaustauscher abgeführt

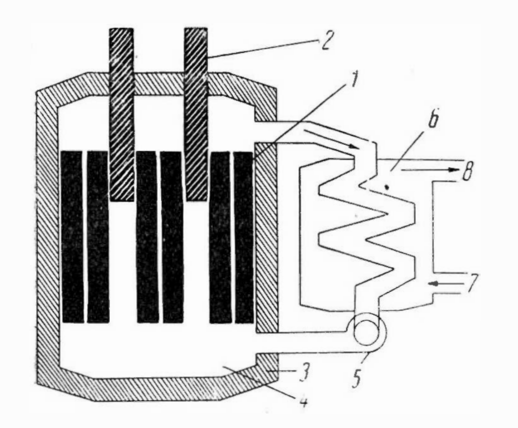


Aufbauschema:

1. Brennstoffelemente (gekapselte Uranstäbe),
2. Regelstangen,
3. Wasser oder schweres Wasser,
4. Dampf,
5. Kesselwand mit Neutronenreflektor,
6. Zufluß des Wassers,
7. Dampfleitung

Abb. 52. Heterogener kochender Reaktor

Hier dient normales oder schweres Wasser gleichzeitig als Moderator und wärmeabführendes Medium. Über den Stutzen 6 wird das Wasser zugepumpt, das nach Verdampfung in Dampfform vermittels des Stutzens 7 dem Wärmeaustauscher zugeführt wird

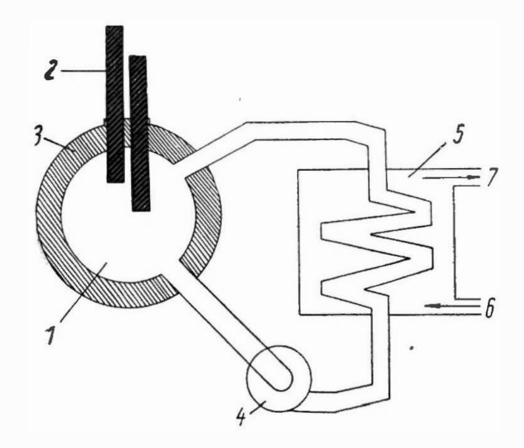


Aufbauschema:

1. Brennstoffelemente (gekapselte Uranstangen),
2. Regelstangen,
3. Kesselwand und Neutronenreflektor,
4. Wasser oder schweres Wasser,
5. Zirkulationspumpe,
6. Wärmeaustauscher,
7. Zufluß des „kühlen" Wassers,
8. Dampfleitung

Abb. 53. Heterogener Uran-Wasser-Reaktor unter Druck

Hier ist gewöhnliches oder schweres Wasser gleichzeitig Moderator und wärmeabführendes Medium. Der Druck ist jedoch derartig hoch, daß das Wasser im ersten Kreislauf nicht verdampfen kann, sondern als Flüssigkeit zirkuliert

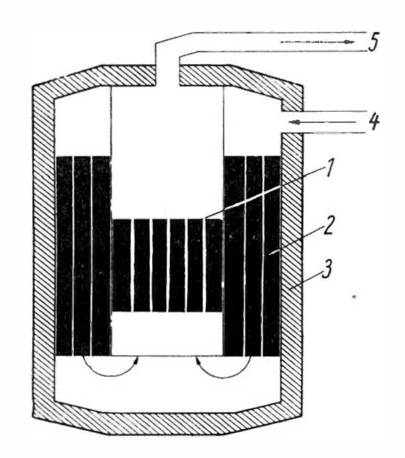


Aufbauschema:

1. Aktive Zone,
2. Regelstangen,
3. Wand der aktiven Zone mit Neutronenreflektor,
4. Zirkulationspumpe,
5. Wärmeaustauscher,
6. Zufuhr des „kühlen" Wassers,
7. Ableitung des Dampfes zur Turbine

Abb. 54. Homogener Reaktor

Die Aufbau-Verhältnisse liegen hier ähnlich wie bei Abb. 53, jedoch mit dem Unterschied, daß hier das umlaufende flüssige Medium 3 Funktionen zu erfüllen hat, nämlich die des Brennstoffes, des Moderators und des wärmeabführenden Mediums. Der erste thermodynamische Kreislauf ist hier sehr stark radioaktiv, so daß unbedingt zwei Wärmeaustauscher benutzt werden müssen. Nur im Reaktionsraum ist eine derartige Lösungsmenge konzentriert, daß die kritische Masse überschritten wird. Es ist möglich, außer dem ersten thermodynamischen Kreislauf noch einen zweiten primären Kreislauf zur Regeneration der Lösung zu benutzen



Aufbauschema:

1. Aktive Zone,
2. Produzierende Zone,
3. Kesselwand und Neutronenreflektor,
4. Zuleitung des wärmeabführenden Mediums,
5 Ableitung des erwärmten Mediums (flüssigen Metalls)

Abb. 55. Produzierender Reaktor

Er besteht aus der inneren aktiven Zone 1 und der äußeren produzierenden Zone 2 mit Neutronenreflektor 3. Das wärmeabführende Medium tritt in 4 ein und kühlt zuerst die produzierende Zone, in der weniger Wärme frei wird, dann die aktive Zone, die die Hauptwärmequelle des Reaktors ist, und verläßt den Reaktor durch Leitung 5

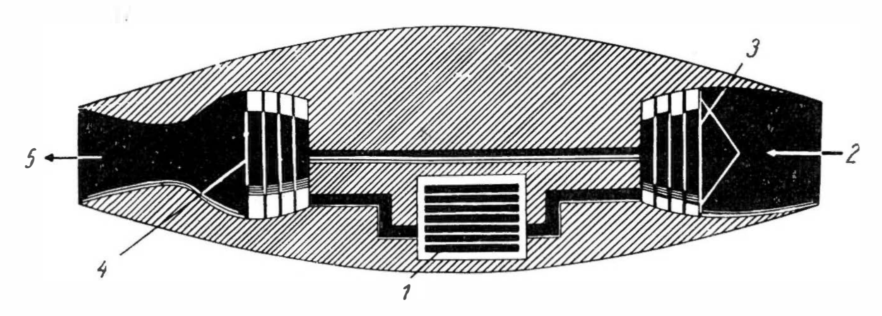


Abb. 56. Reaktoranlage für Flugzeugantrieb

Aufbauschema:

1. Schneller Reaktor,
2. Luftzufuhr,
3. Rotations-Kompressor,
4. Turbine,
5. Auspuff der heißen Luft

Die in 2 zufließende Luft wird durch einen Turbokompressor 3 in den Reaktor 1 gepreßt, wo sie sich stark erwärmt und über die Turbine 4 und die Laval-Düse bei 5 den Reaktionsmotor verläßt

D 11.12. Ausführungsbeispiele von Reaktoren

Die folgenden Abbildungen 57—65 zeigen einige typische zur Zeit in der Praxis benutzte technische Ausführungen von Reaktoren und Konstruktionseinzelheiten. Es handelt sich dabei durchweg um Konstruktionen, die anläßlich der Genfer Konferenz zur Ausnützung der Atomenergie für friedliche Zwecke im Jahre 1955 veröffentlicht wurden[1]).

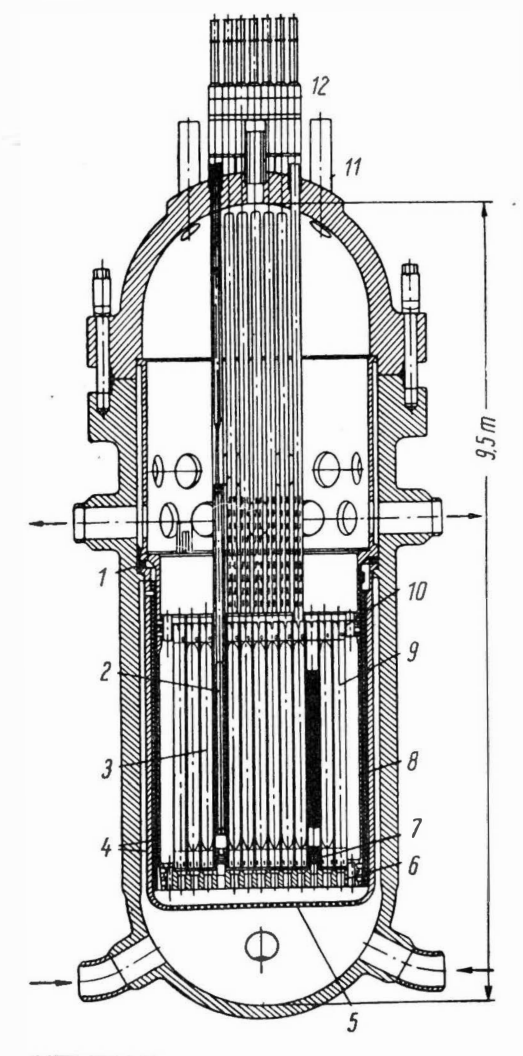


Abb. 57. Reaktor „PWR" mit Wasser-Moderator unter Druck (Genfer Bericht Nr. 815).

Aufbauschema:

1. Dichtung,
2. Regelstange,
3. Brennstoffelemente aus angereichertem Uran,
4. Wärmeisolation,
5. Perforierte Wand zur gleichmäßigen Wasserzufuhr,
6. Untere Montageplatte,
7. Spiral-Feder,
8. Gitter zur mechanischen Festigung der aktiven Zone,
9. Produzierende Brennstoffelemente aus natürlichem Uran,
10. Obere Montageplatte,
11. Öffnung zur Auswechselung der Brennstoffelemente,
12. Dichtung der Steuerung der Regelstangen

Er gibt eine elektrische Leistung von 60 MW (d. h. eine thermale Leistung von etwa 200 MW) ab. Seine Konstruktionseinzelheiten sind nach der Klassifizierungstabelle D 11/1 die folgenden: A 3, B 1 oder B 2, C 2, D 1, D 2, D 3, E 2, E 3, F 2.1, F 2.2. Sollen bei einem derartigen Reaktor Gase als wärmeabführende Medien (F 1) benutzt werden, eignen sich Kanäle nach der folgenden Abb. 58

[1]) Bei jeder Abbildungsunterschrift befindet sich in Klammern die Angabe der betreffenden Arbeit.

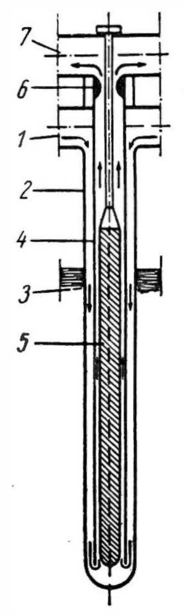


Abb. 58. Gasgekühlter Kanal eines langsamen Uran-Wasser-Reaktors (s. Abb. 57), (Genfer Bericht Nr. 387)

Aufbauschema:

1. Eintritt des kalten Gases,
2. Mantelrohr, das in Wasser eintaucht,
3. Schweres Wasser als Moderator,
4. Rohr zur Wärmeisolation,
5. Uranstange,
6. Regulierung der Gasgeschwindigkeit,
7. Abfluß des erhitzten Gases

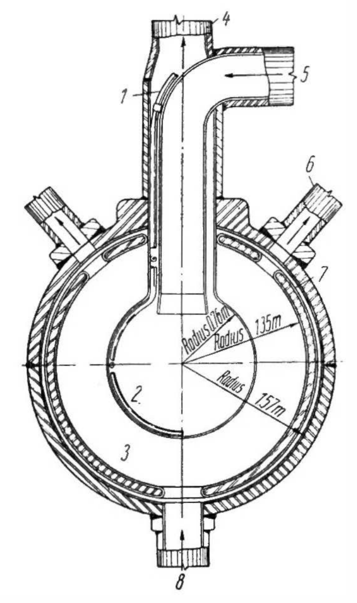


Abb. 59. Langsamer produzierender homogener Reaktor [Konverter] (Genfer Bericht Nr. 496)

Aufbauschema:

1. Leitung zur Regeneration des Brennstoffes,
2. Aktive Zone,
3. Produktionszone,
4. Abfluß des Brennstoffes aus der aktiven Zone,
5. Zufluß des Brennstoffes in die aktive Zone,
6. Abfluß des Brennstoffes aus der Produktionszone,
7. Wärmeisolation,
8. Zufluß des Brennstoffes in die Produktionszone

Er ist für eine elektrische Nutzleistung von 100 MW und für eine thermale Leistung von 440 MW gebaut. In beiden Zonen betragen die Temperatur 300 °C und der Druck 140 atü. Er gehört nach der Klassifizierungstabelle D 11/1 zum Typ A 2 oder A 3, B 1, C 1.1, D 2, D 3, E 2, E 3, F 2.1, F 2.2. Der Brennstoff wird zur Regeneration über die Zu- und Ableitung 1 geführt.

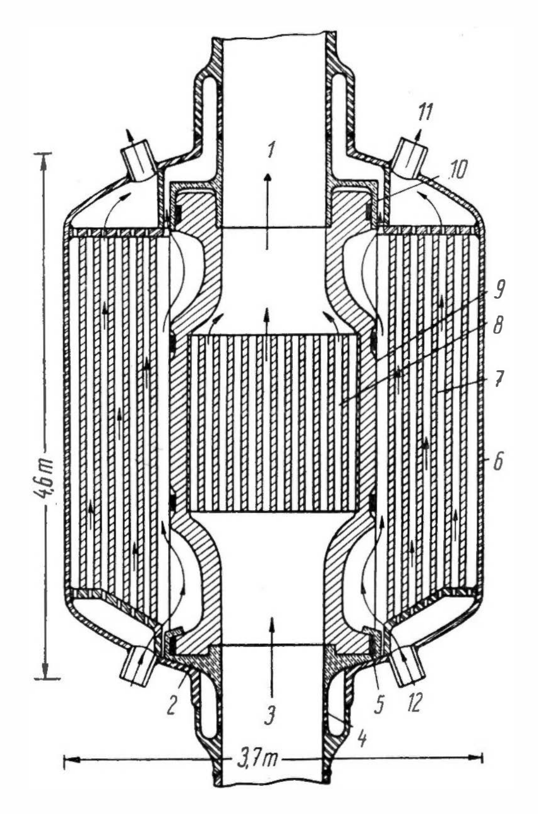


Abb. 60. Mittelschneller produzierender Reaktor „LMFR" mit flüssigem Metallbrennstoff (Genfer Bericht Nr. 337)

Aufbauschema:

1. Abfluß des U-Bi zum Entgaser, der die gasförmigen radioaktiven Spaltprodukte beseitigt,
2. Gußverbindungsstück,
3. Zufluß des „kühlen" U-Bi,
4. Dilatationsring,
5. Dichtungsring,
6. Kessel aus legiertem Stahl,
7. Produzierende Zone (Th-Bi-Graphit),
8. Aktive Reaktorzone (U-Bi-Graphit),
9. Graphitkörper,
10. Verbindung Graphit-Stahl,
11. Abfluß des heißen Th-Bi,
12. Zufluß des „kühlen" Th-Bi

Er gehört nach der Klassifizierung der Tab. D 11/1 zum Typ A 4, B 2, C 2, D 1, D 2, D 3, D 4, E 1, E 4, F 3 und ist konstruktiert für eine thermale Leistung von 210 MW. Der Brennstoff tritt in die aktive Zone mit einer Temperatur von 400 °C ein und verläßt sie mit 550 °C. In der aktiven Zone zirkuliert D 4 oder stark angereicherter Brennstoff D 2 oder D 3. In der produzierenden Zone fließt D 1 oder natürliches Thorium gelöst in flüssigem Bi

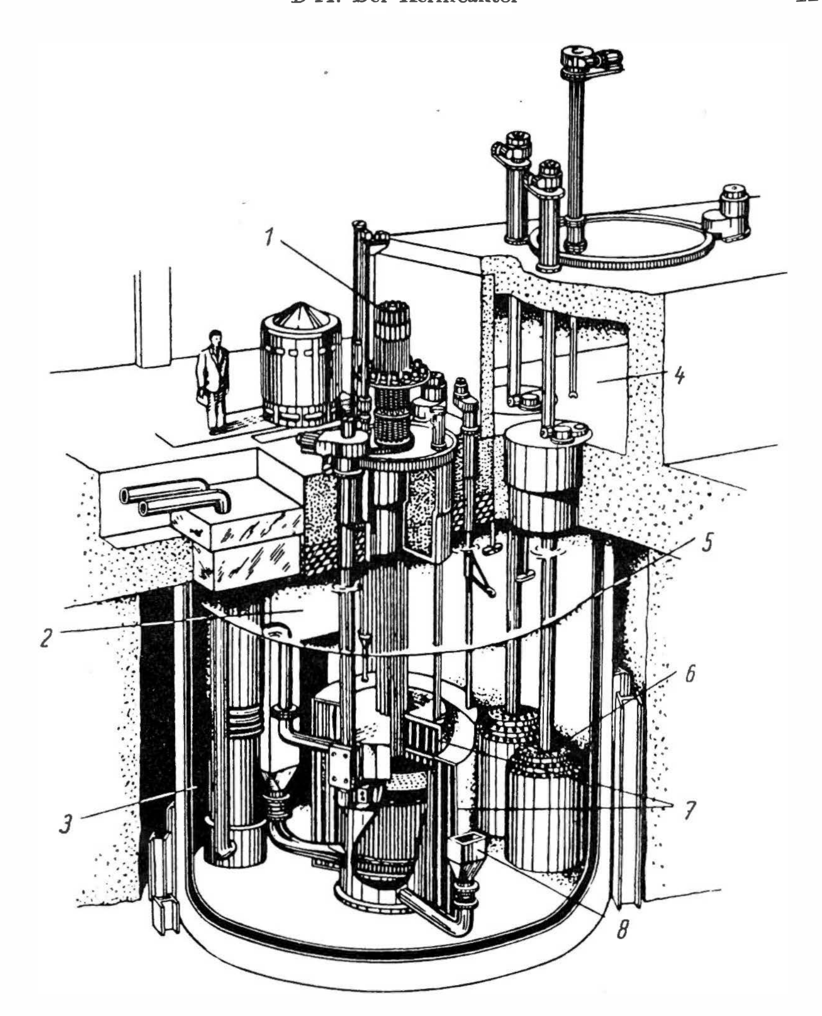


Abb. 61. Schneller produzierender Reaktor „EBR II"
(Genfer Bericht Nr. 813)

Aufbauschema:

1. Mechanik der Regelstange,
2. Elektromagnetische Pumpe,
3. Wärmeaustauscher,
4. Vorbereitungsraum für Brennstoffelemente,
5. Stand des flüssigen Na,
6. Aufbewahrung der Brennstoffelemente,
7. Neutronenreflektor,
8. Pumpe zur Beförderung des wärmeabführenden Mediums durch die aktive Reaktorzone

Er hat große Aussichten für die Zukunft und gehört entsprechend der Klassifizierungstabelle D 11/1 zum Typ A 4, B 3, aktive Zone D 2, D 3 oder D 4, F 3.1. Sein Körper ist in der folgenden Abb. 62 zu sehen

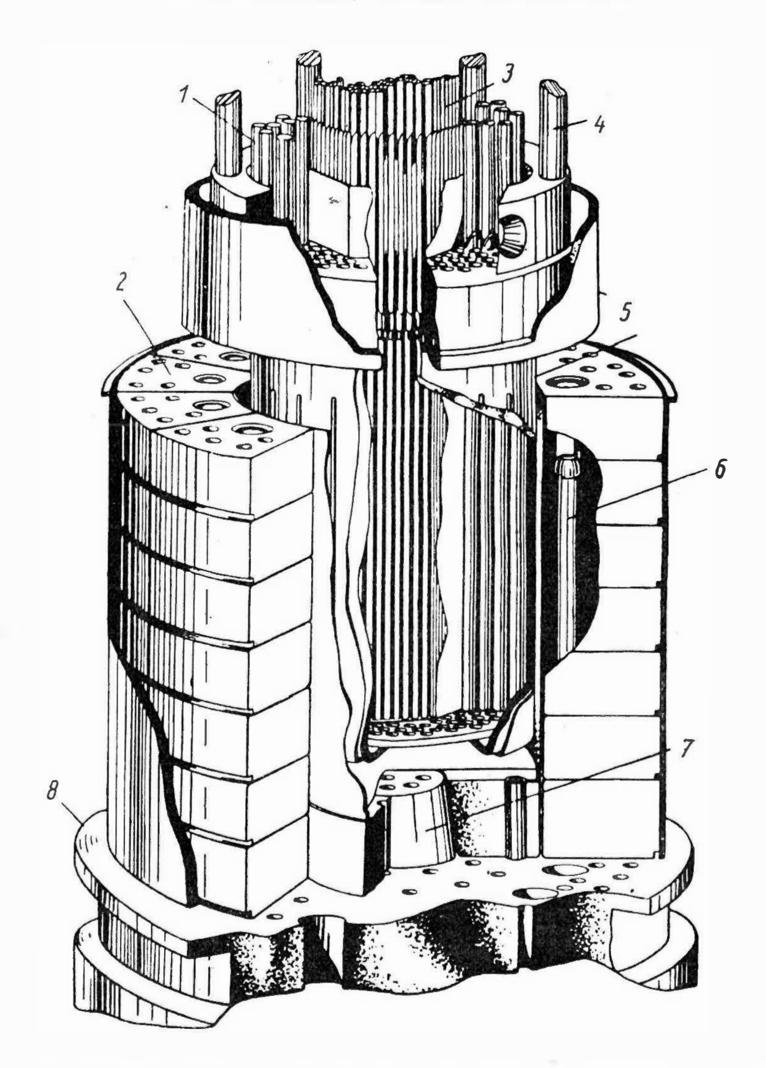


Abb. 62. Körper des schnellen produzierenden Reaktors „EBR“ nach Abb. 61

Aufbauschema:

1. Stangen der inneren Produktionszone,
2. Äußere Produktionszone,
3. Brennstoffelemente,
4. Spannstäbe,
5. Reaktorkörper,
6. Regelstange,
7. Block für Havarieschutz.
8. Abschirmung

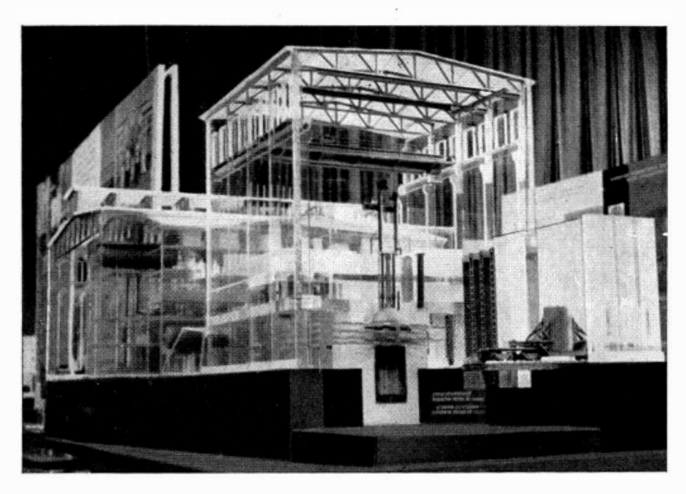


Abb. 63. Modell eines sowjetischen Atom-Elektrizitätswerkes mit langsamem Uran(5 % $^{235}_{92}$U)-Wasser-Reaktor für eine elektrische Nutzleistung von 200 MW

Der Reaktor gehört nach der Klassifizierungstabelle D11/1 zum Typ A 3, B 1, C 2, D 2.1, E 2, F 2.1. (Ausgestellt anläßlich der Genfer Konferenz 1955)

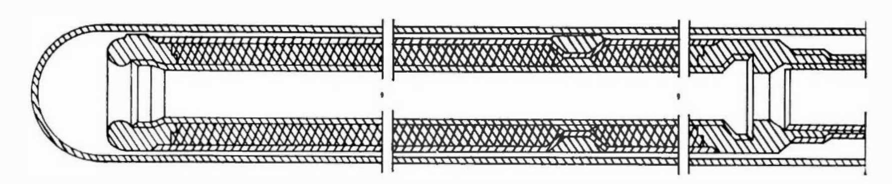


Abb. 64. Schnitt durch ein sowjetisches „Brennstoffelement" mit Kühlmantel (Reaktor RFT)

Der Brennstoff ist ein gekapseltes Rohr aus metallischem Uran, das durch Kühlwasser erst von außen und dann von innen umspült wird. Es wird durch Vorsprünge im Kühlmantel zentriert

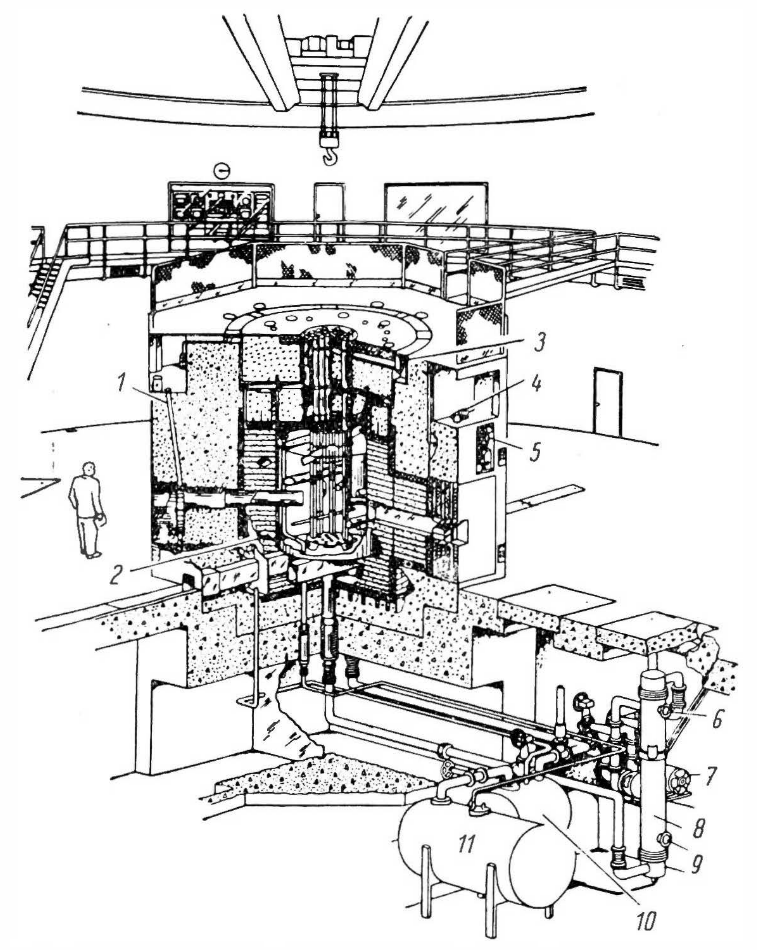


Abb. 65. Aufbauschema eines langsamen Schwerwasser-Uran-Reaktors für Forschungszwecke (Genfer Bericht Nr. 861)

Aufbauschema:

1. Arbeitskanal,
2. Meßkanal,
3. Ringförmige Dichtung,
4. Fernbedienung des Verschlusses,
5. Fernbedienung der Regel- und Havariestangen,
6. Austritt des Kühlwassers,
7. Zirkulationspumpe,
8. Wärmeaustauscher,
9. Eintritt des Kühlwassers,
10. Kessel zur Regulierung des D_2O-Standes,
11. D_2O-Vorratskessel

Er gehört nach der Klassifizierungstabelle D 11/1 zum Typ A 1, B 1, C 2, D 2.1, E 3, F 2.2. Es können in ihm sehr hohe Neutronenflüsse (bis $6{,}2 \cdot 10^{13}$ Neutronen/cm^2 sec) bei einer thermischen Leistung von 4 MW erzielt werden, so daß er für alle Forschungsarbeiten auf den Gebieten der physikalischen Chemie, Technologie oder Biologie geeignet ist

D 12. Atomwaffen

So segensreich einerseits die Verwendung von Atomreaktoren für die Menschheit zur Lösung von Problemen der Energetik und hinsichtlich der Anwendung von Isotopen für Forschung und Industrie werden kann, so verhängnisvoll kann andererseits der Mißbrauch der angewandten Kernphysik durch die Verwendung von Spaltmaterial für Atomwaffen werden. Von derartigen Waffen sind zur Zeit 5 Kategorien bekannt:

1. „klassische“ Atombomben (A-Bomben),
2. Wasserstoff-Bomben (H-Bomben),
3. Kobalt-Bomben,
4. Atom-Artillerie,
5. Verseuchung von Gelände mit Spaltprodukten oder langlebigen Isotopen

D 12.1. Die sogenannte „klassische“ Atombombe (A-Bombe)

Sie wurde 1945 im 2. Weltkriege über den japanischen Städten Hiroschima und Nagasaki abgeworfen, wo sie in beiden Fällen verheerende Wirkungen erzielte. Sie bestand entsprechend Abb. 66 aus zwei oder mehreren Stücken spaltbaren Materials ($^{239}_{94}Pu$), die jede für sich in ihrer Menge unter der kritischen Masse liegen, und die durch die Wirkung einer normalen Explosion schnell zu einem Ganzen vereinigt werden. Hierdurch wird die „überkritische Masse“ erreicht und somit durch die dann eintretende lawinenartige Kettenreaktion die Atom-„Explosion“ hervorgerufen. Die erste klassische Bombe entsprach der Sprengwirkung von 20 000 t Trinitrotoluol. Der Ablauf ihrer Wirkung wird wie folgt geschildert:

Sofort nach Zündung der mit einem Fallschirm abgeworfenen Bombe, die in einer Höhe von 500 m über dem Erdboden erfolgte, erwärmt sich ihr Kern auf Temperaturen über 1 000 000 °C. Nach 10^{-7} s sinkt die Temperatur auf 300 000 °C, und der Kern dehnt sich auf einen Durchmesser von 27 m aus. Nach $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ s beträgt der Durchmesser der feurigen Kugel schon 180 m und ihre Oberflächentemperatur mißt 5000 °C. Nach 1 s hat sich der Durchmesser der feurigen Kugel auf 270 m ausgedehnt. Die Kugel wächst nur langsam, steigt jedoch empor und befindet sich in 10 s schon in einer Höhe von 4500 m, nach 8 Min. in 9000 m Höhe. Sie steigt dann weiter mit einer Geschwindigkeit von 6 m/s, bis sie die Stratosphäre erreicht, und erweitert sich dabei während einer bis zwei Stun-

den zu einer pilzförmigen Wolke mit einem Durchmesser von einigen Kilometern, bis der Wind die Wolke zerstreut. Während der Zündung und einige Sekunden später werden äußerst starke Strahlungen ausgesandt, und zwar: Wärme-Strahlung, Gamma-Strahlung, Neutronen-Strahlung und Ultraviolett-Strahlung. Gleichzeitig wütet eine Luftstoßwelle, die auf jeden sich ihr entgegenstellenden Widerstand zertrümmernd wirkt und zugleich mit der durch die Hitze der Bombe gezündeten Glut Brände entfacht. Der Stoßwelle folgt ein starker

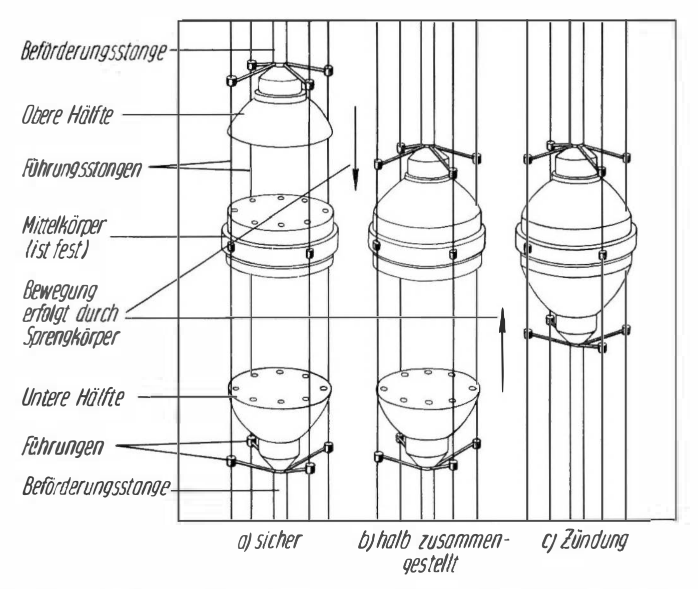


Abb. 66. Modell des Aufbaues und des Zündmechanismus der klassischen Atombombe

Sog, der allen Staub in die Stratosphäre wirft. Die größte Anzahl von Todesopfern wird durch Verbrennungen und durch mechanische Einwirkung von Trümmern hervorgerufen.

In Abb. 67 sind die Grenzen der Auswirkungen von klassischen Atombomben in Abhängigkeit vom Bombenenergiegehalt kurvenmäßig dargestellt. Man sieht, daß die tödliche Neutronendosis auch bei stärksten Bomben kaum über 1000 m Entfernung vom Hypozentrum[1]) auftritt. Auch die Dosisgrenze von 400 r, die Strahlenschäden mit etwa 50 % Tödlichkeit hervorruft, wächst mit steigender Energie der Bombe nur langsam bis auf 1800 m Entfernung vom Aus-

[1]) Bei in optimaler Höhe von 500 m über dem Erdboden gezündeten Bomben nennt man den nächsten unter der Bombe auf der Erde liegenden Punkt das Hypozentrum.

gangspunkt. Die Reichweiten des Windstoßes der Stoßwelle sowie der Wärmestrahlung, die noch Entflammung brennbarer Gegenstände hervorrufen kann, steigen stark mit der Bombenenergie.

Über die Beschädigung von Gebäuden durch eine Bombe mit einem Energieäquivalent von 20000 t TNT, die in 500—600 m über dem Erdboden gezündet wird, wurden folgende Feststellungen gemacht: Bis zu 800 m Entfernung vom Hypozentrum schmelzen Dachziegel und äußere Schichten von Mauern. Hitze und Feuer gemeinsam mit der Stoßwelle vernichten selbst die festesten Bauten. Bis 1600 m Entfernung fallen noch Gebäude in Stahlkonstruktion durch Demolierung ein, Ziegelbauten werden völlig vernichtet. Bis 2000 m werden Ziegelwände stark beschädigt, während Fenster und Türen bis zu Entfernungen von 4000 m herausgerissen werden. Leichtere Beschädigungen können bis 13 km beobachtet werden.

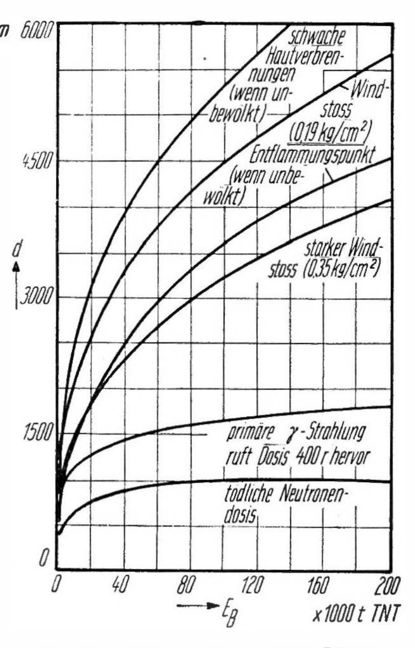


Abb. 67. Entfernung d vom Hypozentrum, bei der verschiedene Wirkungen der Atombombe eintreten, in Abhängigkeit von der Bombenenergie E_B (ausgedrückt als Energieäquivalent in 1000 t Trinitrotoluol)[1])

Über die Wärmewirkungen der klassischen Bombe ist folgendes zu berichten: Ungefähr $^1/_3$ der Explosionsenergie verwandelt sich in Wärme, und zwar zur Hälfte in einer Sekunde nach Zündung, die weitere Hälfte folgt in den nächsten 2 Sekunden. In Entfernungen von mehr als 800 m vom Hypozentrum genügen als Schutz gegen Wärmestrahlung normale Mauern. Auf unbedeckten Körperteilen, die direkt der Wärmestrahlung ausgesetzt sind, können je nach Entfernung der betreffenden Person vom Hypozentrum schwerste bis leichte Verbrennungen verursacht werden.

Über die Strahlenschäden der klassischen Bombe ist im einzelnen folgendes bekannt geworden: Sofort nach Zündung erfolgt eine starke Aussendung von Neutronen (etwa 10^{24}), die durch Streuung an Atomkernen zum größten Teil ihre kinetische Energie verlieren. Der Neu-

[1]) Diese Abbildung und die folgenden über Atomwaffen stammen größtenteils aus dem Buch „The Effects of Atomic Weapons", Washington 1950.

tronenfluß pro cm² in Abhängigkeit von der Entfernung des Hypozentrums ist in Abb. 68 ersichtlich. Die tödliche Wirkung der Neutronenstrahlung reicht bis 700 m Entfernung. In dieser Entfernung unterliegen die Menschen jedoch auch anderen Wirkungen, vor allem der γ-Strahlung. Die primäre γ-Strahlung hat Quanten mit Energien $E_\gamma = 0{,}5 - 5$ MeV. Die γ-Quanten reagieren jedoch mit den Luftmolekülen (s. Kap. B 3) und verlieren dabei Energie. Man kann daher in einer Entfernung von 900 m mit einer durchschnittlichen Energie $E_\gamma = 3$ MeV rechnen. In der ersten Sekunde nach Zündung werden ungefähr 50 % der primären γ-Strahlung ausgesandt, bis zur 10. Sekunde 80 %, und in einer Minute praktisch 100 % (siehe Abb. 69). Die Gesamtdosis, die eine ungeschützte Person in verschiedenen Entfernungen erhalten würde, ist aus Abb. 70 ersichtlich. Die

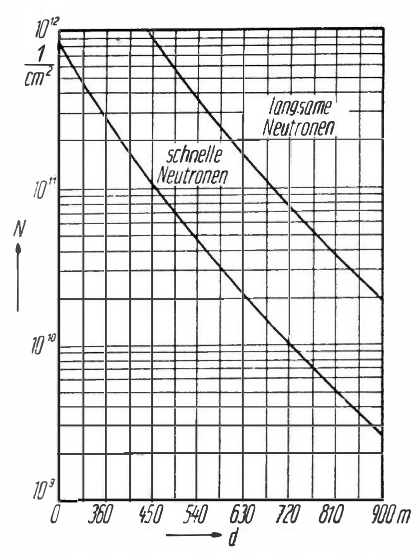


Abb. 68. Fluß N pro cm² von schnellen und langsamen Neutronen in Abhängigkeit von der Entfernung d vom Hypozentrum

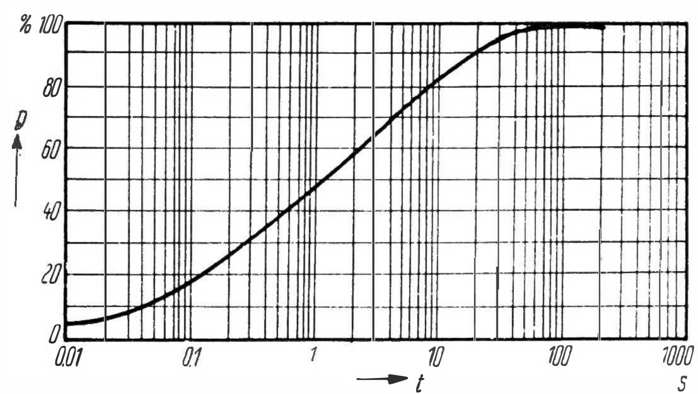


Abb. 69. Dosisanteil D (in % der totalen bei einer Explosion der klassischen Atombombe ausgesandten γ-Strahlung) in Abhängigkeit von der Zeit t nach der Explosionszündung

Beta-Strahlen jedoch, die ebenfalls bei der Explosion ausgesandt werden, werden in stärkeren Luftschichten absorbiert, so daß sie nicht schädlich wirken können. Neben den radioaktiven Strahlen, die die Explosion begleiten, ist noch die Wirkung der Spaltprodukte zu

berücksichtigen, die teilweise direkt auf den Erdboden aufgesprüht werden, teilweise als radioaktive Asche oder Regen die Erdoberfläche verseuchen. Die Gesamtaktivität der Spaltprodukte nimmt ziemlich rasch ab, wie aus der folgenden Tab. D 12/1 ersichtlich ist. Der radioaktive Staub besteht einerseits aus verdampftem Material der Bombe, andererseits aus durch den Sog in die Atmosphäre geworfenem Staub, auf dem sich Spaltprodukte festgesetzt haben. Dieser radioaktive Staub fällt um so rascher herab, je größer seine Korngröße ist, wie aus Tab. D 12/2 hervorgeht, aus der z. B. ersichtlich ist, daß sehr feiner radioaktiver Staub noch nach Monaten auf den Erdboden fällt und sich daher über die ganze Erdoberfläche verteilen kann.

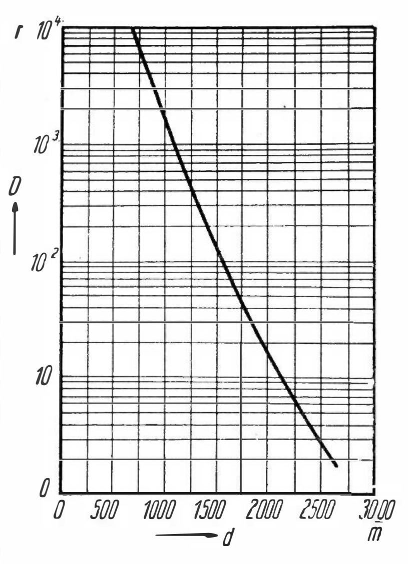


Abb. 70. Gesamtdosis D der $^r\gamma$-Strahlung in Abhängigkeit von der Entfernung d vom Hypozentrum einer klassischen Atombombe

Dieser radioaktive Staub, der auch das bei der Explosion nicht gespaltene Plutonium enthält, kann, da die feinen Staubanteile Aerosole bilden, leicht eingeatmet werden und bedeutet daher eine ernste Gefahr.

D 12/1. Gesamtaktivität der Spaltprodukte einer klassischen Atombombe mit einem Äquivalent von 20 000 t TNT (in Mc = Mega-Curie)

Zeit nach Zündung	Aktivität Mc	Zeit nach Zündung	Aktivität Mc
1 Minute	$8{,}2 \cdot 10^5$	1 Monat	2,3
1 Stunde	$6{,}0 \cdot 10^3$	1 Jahr	0,11
1 Tag	133	10 Jahre	0,008
1 Woche	13	100 Jahre	0,0006

D 12/2. Zeitdauer des Herabfallens des radioaktiven Staubes aus 12000 m Höhe der pilzförmigen Explosionswolke einer klassischen Atombombe

Korn-Ø	µm	840	250	150	75	33	16	8	5
Zeit	h	0,37	0,69	1,95	7,90	40	170	680	1700
	= Tage					≈ 2	7	28	71

Die gesundheitlichen Schäden, die durch γ-Strahlung hervorgerufen werden, und die hierdurch bedingten klinischen Erscheinungen sind in den Tab. D 12/3 und D 12/4 zusammengestellt.

D 12/3. Frühzeitige Erscheinungen nach akuter Bestrahlung des ganzen Körpers mit γ-Strahlung

Dosis	Erscheinungen
0—25 r	Keine dauernd zurückbleibenden Erscheinungen, jedoch vorübergehende Erhöhung der Funktion aller endokrinen Organe
25—50 r	Veränderung im Blutbild möglich, sonst keine ernsten Erscheinungen
50—100 r	Veränderungen an Blutkörperchen, noch nicht körperliche Schwäche
100—200 r	Erkrankungen, körperliche Schwäche möglich
200—400 r	Erkrankungen, körperliche Schwäche, Tod möglich
400 r	Tod erfolgt in 50%
600 r	100% tödlich

D 12/4. Übersicht über die klinischen Erscheinungen der „Strahlenkrankheit"

Zeit nach der akuten Bestrahlung	Tödliche Dosis 600 r	Mittlere Dosis 400 r	Schwächere Dosis 300—100 r
1. Woche	Unwohlsein und Erbrechen nach 1—2 Stunden, keine bestimmten Erscheinungen, Durchfall, Entzündungen der Mundhöhle und des Halses	Unwohlsein und Erbrechen nach 1—2 Stunden	
2. Woche	Fieber, schnell fortschreitende Erschöpfung, Tod (Wahrscheinlichkeit beinahe 100%)	keine bestimmten Erscheinungen	keine bestimmten Erscheinungen
3. Woche		Haarausfall beginnt, Appetitverlust, Fieber	Haarausfall, Appetitverlust, allgemeines Unwohlsein, Halsschmerzen

D 12/4 (Fortsetzung)

Zeit nach der akuten Bestrahlung	Tödliche Dosis 600 r	Mittlere Dosis 400 r	Schwächere Dosis 300—100 r
4. Woche		Ernstliche Entzündung des Mundes und Halses, Bleichheit, feine Blutunterlaufungen, Durchfall, Halsbluten, schnell fortschreitende Erschöpfung, Tod (Wahrscheinlichkeit 50%)	Bleichheit, feine Blutunterlaufungen, Durchfall, Ermattungszustände, Gesundung möglich, falls nicht Komplikationen infolge früheren schlechten Gesundheitszustandes, starker Verletzungen oder Infektion eintreten

D 12.2. Die Wasserstoff-Bombe (H-Bombe)

Neben *Spalt*-Kernreaktionen verlaufen auch einige *Aufbau*-Kernreaktionen (s. a. Kap. D 14, insbes. D 14.2) stark exotherm, z. B. die beiden Reaktionen

$${}^{1}_{2}\mathrm{D} + {}^{2}_{1}D \to {}^{1}_{0}n + {}^{3}_{2}\mathrm{He} + \gamma \text{ (3,25 MeV)} \qquad \text{(D 12/5)}$$

$${}^{3}_{1}\mathrm{T} + {}^{2}_{1}D \to {}^{1}_{0}n + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + \gamma \text{ (17,6 MeV).} \qquad \text{(D 12/6)}$$

Besonders exotherm ist die zweite Reaktion, die jedoch Tritium erfordert. Tritium entsteht leicht aus Lithium nach der Reaktion

$${}^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{0}n \to {}^{4}_{2}\alpha + {}^{3}_{1}\mathrm{T} + \gamma \text{(4,67 MeV),} \qquad \text{(D 12/7)}$$

die auch exotherm verläuft. (Die in Klammern angeführten Werte geben die bei jeder Reaktion insgesamt freiwerdende Energie an.) Die beiden ersten Reaktionen verlaufen bei genügend hohen Temperaturen der Reaktionsmasse (thermonukleare Reak-

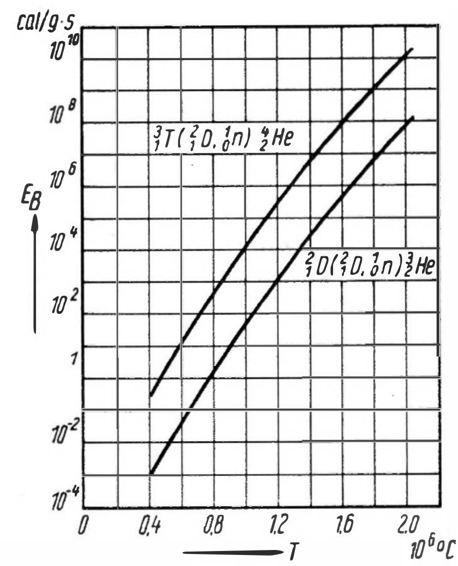


Abb. 71. Bei thermonuklearen Reaktionen ausgestrahlte Energie E_B in Abhängigkeit von der Temperatur T der Reaktionsmasse

tionen), und die Energieausbeute pro Zeiteinheit steigt mit steigender Temperatur des Reaktionsgemisches ungeheuerlich an, wie aus Abb. 71 hervorgeht. Da sofort nach Zündung der klassischen Atombombe Temperaturen über 1 000 000 °C erreicht werden, können diese zur Zündung von thermonuklearen Reaktionen dienen. Wie der Name schon andeutet, verlaufen diese Reaktionen bei Temperaturen, bei denen die Atomkerne von ihrer „Elektronenhülle" befreit sind, infolge-

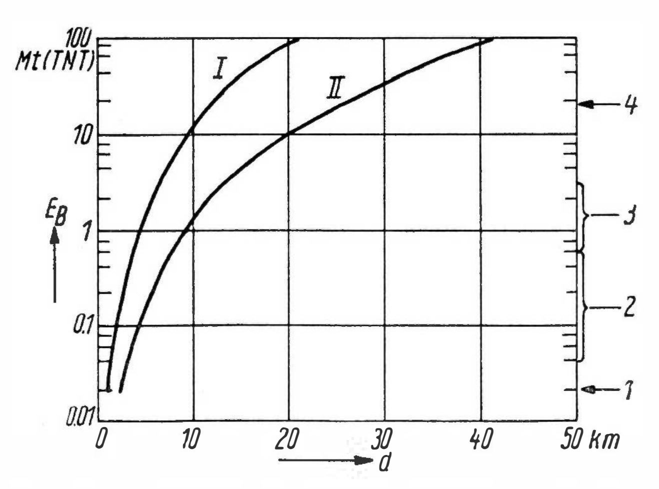


Abb. 72. Erforderliches Trinitrotoluol-(TNT-)Äquivalent E_B zur Hervorrufung von Schäden in Abhängigkeit von der Entfernung d vom Hypozentrum der Bombenexplosion

Kurve I: schwerste Schäden an Gebäuden (entstehender Überdruck 0,7 kp/cm²)
Kurve II: leichte Schäden (Überdruck 0,2 kp/cm²).

1. Klassische Atombombe (Hiroschima),
2. Bereich der neueren Atombomben (A-Bomben),
3. Bereich der normalen Wasserstoff-Bomben (H-Bomben),
4. H-Bombe, erprobt 1954 über den Bikini-Inseln.

dessen so hohe kinetische Energien besitzen, daß sie miteinander reagieren können. Die beiden Reaktionen D 12/5 und D 12/6 gehören in diese Gruppe.

Im einzelnen ist die Wasserstoff-Bombe wie folgt aufgebaut: Um den Kern einer „klassischen" Bombe, den sog. „Zündkern", bestehend aus $^{235}_{92}U$ oder $^{239}_{94}Pu$, ist ein Mantel aus Lithiumdeuterid $^{6}_{3}Li^{2}_{1}D$ oder ähnlichen Stoffen[1]) gelegt. Um diesen Mantel herum liegt dann

[1]) Da die Anreicherung des $^{6}_{3}Li$ aus natürlichem Lithium (Gehalt 7,52%) und die Erzeugung von Deuterium im technischen Großbetrieb möglich ist, können diese Stoffe in großen Mengen erzeugt werden.

noch eine zweite Schicht aus $^{238}_{92}U$. Die Zündung des Kernes leitet nicht nur die erwähnten thermonuklearen Reaktionen D 12/5 und D 12/6 ein, sondern auch die Reaktion

$$^{2}_{1}D + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{1}_{1}p + ^{3}_{1}T + \gamma \, (4{,}04 \text{ MeV}). \qquad \text{(D 12/8)}$$

Ein Teil des Tritiums entsteht auch gemäß D 12/7 aus dem $^{6}_{3}Li$. Durch die freiwerdenden schnellen Neutronen wird schließlich das $^{238}_{92}U$ gespalten. Man nimmt jedenfalls an, daß 80% der bei einer Wasserstoff-Bombenexplosion freiwerdenden Energie von Spaltprozessen herrührt und nicht aus den thermonuklearen Vereinigungen von leichten Atomkernen des Wasserstoffes, Heliums oder Lithiums.

Nach dem geschilderten Prinzip können Bomben angefertigt werden, deren destruktive Wirkung die der klassischen Bomben um mehr als 3 Größenordnungen übertrifft (vgl. Abb. 72). Während die klassische A-Bombe TNT-Äquivalentwerte von 20000 t besitzt, haben die in den letzten Jahren gebauten und experimentell erprobten H-Bomben etwa 25000fache TNT-Äquivalentwerte, also bis zu 50000000 t TNT.

Die Strahlenwirkungen der H-Bomben sind ähnliche wie die der A-Bomben, jedoch haben die entstehenden 17,2 MeV-γ-Quanten bedeutend weitere Reichweiten, und es ist mit bedeutend stärkerer Neutronenstrahlung zu rechnen.

D 12.3. Die Kobalt-Bombe

Wird die Wasserstoff-Bombe mit einem Moderator und einer Kobalt enthaltenden Schicht umgeben, so entsteht nach Zündung stark radioaktives $^{60}_{27}Co$ gemäß dem Reaktionsschema

$$^{59}_{27}Co + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{60}_{27}Co. \qquad \text{(D 12/9)}$$

Dieses Isotop $^{60}_{27}Co$ besitzt eine Halbwertszeit $T = 4{,}95$ Jahre und sendet zwei harte γ-Quanten (1,17 und 1,33 MeV) sowie eine Betastrahlung (0,3 MeV) aus. Das radioaktive Kobalt verdampft, wird von den Winden zerstreut, fällt auf die Erde und verseucht große Flächen derartig, daß diese bald evakuiert werden müssen, da sonst die Einwohner schwere oder tödliche Dosen empfangen. Eine Bombe, die derartig dimensioniert wäre, daß sie auf dem ganzen Erdball eine Dosisleistung von 10 r/Tag erzeugte, würde ungefähr 10000 t Deuterium und 40000 t Kobalt benötigen (wobei eine Dosisleistung von 10 r/Tag in 2 Monaten tödliche Bestrahlung bedeutet). Aus diesen Zahlen geht hervor, daß eine derartige Bombe nicht gebaut und angewandt werden kann.

D 12.4. Atom-Artillerie

Es ist möglich, kleinste Atombomben in Form von Granaten zu bauen, die als Artilleriegeschosse benutzt werden können. Die Wirkung derartiger Geschosse muß sich jedoch auf einen derartig kleinen Durchmesser beschränken, daß die eigenen Reihen nicht betroffen werden. Derartige Waffen wurden ausprobiert und sind in der USA-Armee eingeführt.

D 12.5. Verseuchung mit Spaltprodukten oder langlebigen Isotopen

Man kann die im Atomreaktor entstehenden Spaltprodukte, die sowieso entfernt werden müssen, konzentrieren und zur Verseuchung von Gebieten benutzen. Um jedoch starke gesundheitliche Schädigungen hervorzurufen, sind Dosisleistungen von mindestens 4—8 r/h erforderlich, d. h., es müßten Spaltprodukte mit einer Radioaktivität von 1 Curie/m^2 Erdoberfläche deponiert werden. Zur Verseuchung von 1 km^2 sind somit 10^6 Curie erforderlich. Aus diesen Zahlen ergibt sich, daß die Verseuchung von größeren Gebieten äußerst schwierig ist. Die Verseuchung als solche hat daher militärisch mehr moralische als praktische Bedeutung. Schlimmer ist jedoch die Möglichkeit einer Verseuchung von Trinkwasser (siehe Tab. E 4/1).

D 13. Die Anwendungen von radioaktiven Isotopen

Wie bereits erwähnt, ist es möglich, wägbare Mengen künstlicher radioaktiver Substanzen dadurch zu erzeugen, daß man das zu bestrahlende Ausgangsmaterial in einen Atomreaktor einbringt und nach ausreichender Dauer der Neutronenbestrahlung die gebildeten radioaktiven Stoffe von dem noch nicht umgewandelten Ausgangsmaterial durch normale chemische Methoden trennt.

Obwohl die so hergestellten radioaktiven Isotope nicht eine derartige Bedeutung haben wie die Atom-Reaktoren, so sind sie doch heute für Forschung, Medizin und Technik äußerst wichtig geworden. Da sie dieselben chemischen Eigenschaften haben wie die stabilen Isotope, begleiten sie alle Isotope eines Elementes bei chemischen, physikalischen, physiologischen oder sonstigen Vorgängen. Sie sind daher ausgezeichnet geeignet zur Verfolgung verschiedenster Vorgänge, so daß sie auf diese Weise als „Spurenelemente" ein neues und in vielen Fällen äußerst wichtiges Forschungsmittel darstellen.

Das Anwendungsgebiet der künstlichen Isotope ist sehr umfangreich. Es ist daher hier nur möglich, auf einige besonders wichtige Anwendungen hinzuweisen.

a) Chemie. Verfolgung der Funktion von Katalysatoren, Anwendungen in der analytischen Chemie, Struktur-Chemie und physikalischen Chemie wie z. B. bei der Bestimmung der Konstanten von Reaktions-Gleichgewichten, extrem niedrigen Dampfdrucken, Destillations-Fraktionen, Funktion von Ionentauschern usw. Sehr wichtig sind die Anwendungen von Isotopen mit starken Aktivitäten zum Beeinflussen von chemischen Reaktionen, z. B. Polymerisationen von Kunstharzen. Dieses neue Gebiet wird „Radio-Chemie" genannt und hat besonders für die organische Chemie eine große Zukunft.

b) Biochemie. Stoffwechseluntersuchungen an Pflanzen, Tieren und Menschen, Verfolgung der Konzentration von Arzneimitteln in verschiedenen Organen.

c) Medizin. Diagnostik (Funktion der Schilddrüse, Blutkreislauf-Bestimmungen, Tumor-Diagnostik), Therapie von verschiedenen Arten von Tumoren und bei vielen anderen medizinischen Spezialproblemen.

d) Technologie und Maschinenbau. Untersuchungen des Verschleißes von Kolbenringen oder sonstigen stark beanspruchten Maschinenteilen wie Schneidwerkzeugen, Gummireifen usw., Kontrolle der Wirkung von Schmiermitteln, Verfolgung der Korrosion der Auskleidung in Hochöfen und sonstigen Öfen, Bestimmung der Umlaufgeschwindigkeit in Hochdruckkesseln.

e) Metallurgie. Diffusionsvorgänge in Metallen, schnelle Metallanalysen bei Hochofenprozessen.

Auch die Bestimmung des Absorptionsgrades der Strahlung radioaktiver Isotope in Materie wird für viele technische Zwecke benutzt. Hierfür ebenfalls nur einige Beispiele:

f) Defektoskopie. Prüfung von Gußstücken, Kesselwänden, stark beanspruchten Maschinenteilen, Schweißnähten usw. auf Fehler (Lunker, innere Risse).

g) Kontaktlose laufende Dickenbestimmung von Metallbändern, Papier, Textil, Gummi oder sonstigem Material (meist schon während des Fabrikationsprozesses), Bestimmung des Flüssigkeitsstandes von Chlor, stark ätzenden Flüssigkeiten, flüssigen Metallen usw. So ist z. B. in Abb. 73 ein Gerät zur laufenden kontaktlosen Bestimmung von Textilien zu sehen. Solche auf der Absorption der radioaktiven Strahlung von Isotopen beruhende Meßverfahren finden auch Anwendung zur Bestimmung der Wasserschichtäquivalenz von Schneeschichten, die es ermöglicht, Stauseeanlagen und Wasserkraftwerke optimal zu belasten.

Die Messung der Aktivität radioaktiver Isotope hat sich ferner bei geologischen Forschungen als sehr erfolgreich erwiesen. Hier wieder nur zwei Beispiele:

h) Bestimmung des geologischen Alters von Erdschichten. Die Bestimmung der Aktivität des Isotopes $^{14}_{6}C$ in organischen Überresten ermöglicht die Feststellung ihres Alters bis zu 40 000 Jahren. Durch Bestimmung der Isotopenzusammensetzung von radioaktiven Mineralien kann deren Alter und damit das Alter der Schichten, in welchen sie enthalten waren, ziemlich genau bestimmt werden, wobei der Bestimmungsmöglichkeit des Alters nach oben keine Grenzen gesetzt sind.

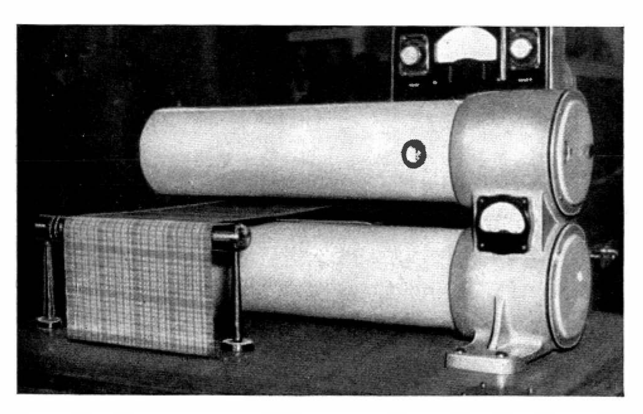


Abb. 73. Gerät zur kontaktlosen laufenden Dickenbestimmung von Textilbahnen. Im unteren Zylinder befindet sich ein β-Präparat ($^{204}_{81}Tl$), im oberen eine Ionisationskammer mit Verstärker

i) Aufsuchen von Uran-Vorkommen. Die erhöhte Aktivität der Atmosphäre über uranhaltigem Erdboden läßt auf mehr oder minder tiefe bzw. mehr oder minder ertragreiche Uranerzlagerstätten unter der Erde schließen. Zum Absuchen von kleinen Flächen benutzt man dabei tragbare Geräte, während beim Absuchen von großen Flächen die Messungen von Flugzeugen aus durchgeführt werden. Uranvorkommen weisen übrigens neben erhöhter Aktivität noch magnetische Anomalien auf. Am Flügel oder Körper des Flugzeuges werden daher sowohl magnetische Detektoren als auch G.M.-Zählrohre angebracht. Das eigentliche Registriergerät, das sich im Flugzeug befindet und gleichzeitig radioaktive und geomagnetische Schwankungen registriert, ist in Abb. 74 im Lichtbild wiedergegeben.

Die einzelnen hier nur kurz gestreiften Anwendungsgebiete erweitern sich beinahe täglich bei der erfolgreichen Lösung neuer Probleme,

für die die bisher zur Verfügung stehenden Methoden schlecht oder überhaupt nicht geeignet waren.

Was nun die Wahl der für eine bestimmte Aufgabe geeigneten Isotope anbelangt, so sind vor allem folgende Gesichtspunkte im einzelnen zu berücksichtigen:

a) Strahlenart und -energie des betreffenden Isotops, dessen Strahlen eventuell erst eine gewisse Schicht durchstrahlen müssen, ehe sie den Detektor erreichen.

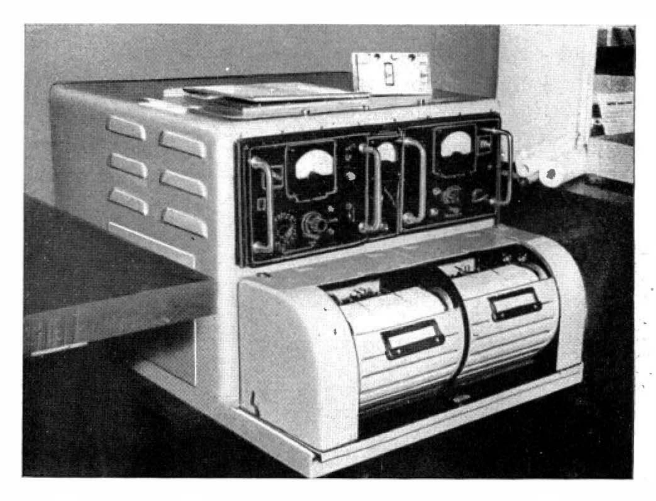


Abb. 74. Gerät zum Suchen von Uranvorkommen vom Flugzeug aus. Das Gerät registriert gleichzeitig Schwankungen des geomagnetischen Feldes und der Aktivität über dem abgesuchten Erdboden

b) Halbwertszeit, die zur Verfolgung des betreffenden Vorganges genügend lang sein muß;

c) Mögliche Verseuchung des Untersuchungsobjektes und seiner Umgebung, eventuelle Beseitigung der Verseuchung nach der Messung und andere Vorsichtsmaßnahmen;

d) Wahl der bestgeeigneten Detektoren und Meßgeräte;

e) Bestimmung der erforderlichen Abschirmung oder eines Sicherheitsabstandes und Einhaltung sämtlicher Gesundheitsvorschriften;

f) Bei technischen Anwendungen in größerem Maßstabe auch Berücksichtigung der wirtschaftlichen Seite des Verfahrens.

Wie aus alledem zu ersehen, ist der jeweilig auftretende Fragenkomplex bei den einzelnen Anwendungen so verschieden und umfangreich, daß im einzelnen auf die im Literaturverzeichnis (Kap. G) angeführte Spezialliteratur verwiesen werden muß.

D 14. Thermonukleare Reaktoren

Die Energieerzeugung durch Aufbau-Kernreaktionen, auch „Fusionsreaktionen" genannt, in thermonuklearen Reaktoren wird in Zukunft größte Bedeutung haben; dies vor allen Dingen deshalb, weil die Weltvorräte an schwerem Wasser, dem wichtigsten „Brennstoff", unermeßlich groß sind, während die heute bekannten Vorräte an spaltbaren Elementen nur ungefähr dem dreifachen Energieäquivalent der klassischen Brennstoffe (Kohle, Naphtha und Erdgas) entsprechen. Obwohl zur Zeit, abgesehen von ihrer Anwendung in thermonuklearen Bomben (s. Kap. D 12.2), noch keine praktisch realisierbaren Ergebnisse erzielt worden sind und thermonukleare Versuchsanordnungen nicht einmal im Laboratoriumsstadium beendigt sind, soll hier in Anbetracht ihrer künftigen Wichtigkeit ein kurzer Überblick über die Problematik thermonuklearer Reaktoren gegeben werden.

D 14.1. Kernphysikalische Probleme

Für thermonukleare Reaktionen auf der Erde kommen hauptsächlich die in Tab. D 14/1 angeführten Fusionsreaktionen in Frage (vgl. a. Kap. D 12/2).

Tab. D 14/1. Wichtige Fusionsreaktionen und ihre „Wärmetönung"

	Reaktionspartner → Reaktionsprodukte	„Wärmetönung" der Reaktionsprodukte [MeV]	Gesamt-Tönung [MeV]	Gesamt-Tönung [Ws]
I	${}^2_1D + {}^2_1D \rightarrow {}^3_2He + {}^1_0n$	0,8 + 2,45	3,25	$5{,}2 \cdot 10^{-13}$
II	${}^2_1D + {}^2_1D \rightarrow {}^3_1T + {}^1_1p$	1,01 + 3,03	4,04	$6{,}4 \cdot 10^{-13}$
III	${}^3_1T + {}^2_1D \rightarrow {}^4_2He + {}^1_0n$	3,5 + 14,1	17,6	$2{,}82 \cdot 10^{-12}$
IV	${}^3_2He + {}^2_1D \rightarrow {}^4_2He + {}^1_1p$	3,6 + 14,7	18,3	$2{,}93 \cdot 10^{-12}$

Derartige Fusionsreaktionen kann man an sich leicht mit Hilfe von Beschleunigern durchführen. Da aber der größte Teil der Energie der beschleunigten Ionen infolge von Ionisation und Bremsstrahlung verloren geht, kann nur ein kleiner Teil der Ionen Kernreaktionen eingehen und die Energiebilanz, d. h. die Differenz zwischen freiwerdender Fusionsenergie und aufgewandter Energie, ist stark passiv, also negativ. Die einzige Möglichkeit, energetisch verwertbare Fusionsprozesse auszuführen, besteht in thermonuklearen Reaktionen,

wie sie auf vielen Sternen verlaufen. Bei diesen Reaktionen befindet sich die reagierende Substanz auf außergewöhnlich hohen Temperaturen (über 10^7 °K) und bildet daher ein Plasma, d. h., sie ist völlig ionisiert, so daß hier Fusionsreaktionen im Plasma durch dauernde gegenseitige Stoßwirkung der Atomkerne zustande kommen. Die Energiebilanz von thermonuklearen Fusionsreaktionen in derartigen Plasmen kann nur unter gewissen Plasmabedingungen positiv sein, und es ist das Ziel der laufenden Forschungs- und Entwicklungsarbeiten, derartige Plasmabedingungen zu realisieren.

Die kinetische Energie (Wärmebewegung) der Atomkerne im Plasma unterliegt einer MAXWELL-Verteilung. Bei einer Plasmatemperatur von $1{,}6 \cdot 10^7$ °K beträgt die mittlere Teilchenenergie 1 keV[1]).

Die Fusionsreaktionen I und II der Tab. D 14/1 verlaufen mit beinahe gleicher Wahrscheinlichkeit, der Wirkungsquerschnitt wird daher für beide Reaktionen summarisch angeführt. Die Reaktion III hat einen besonders großen Wirkungsquerschnitt. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte σ der Reaktionen I + II, III und IV ist in Abhängigkeit von der Teilchenenergie E (beim Zusammenstoß gegeneinander) in Abb. 75 wiedergegeben.

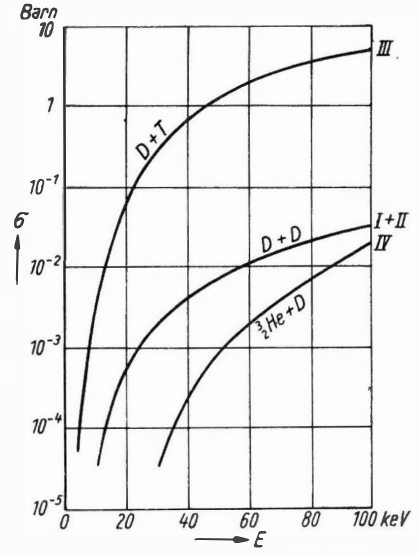


Abb. 75. Wirkungsquerschnitte σ der wichtigsten Fusionsreaktionen (nach Tab. D 14/1) in Abhängigkeit von der Teilchenenergie E

Wichtig ist für Plasmareaktionen der Mittelwert $\overline{\sigma \cdot v}$, d. h. das Produkt der Geschwindigkeit v und des Wirkungsquerschnittes σ, gemeinsam gemittelt über die MAXWELL-Verteilung. Bei niedrigen Plasmatemperaturen sind für Fusionsreaktionen die wenigen energiereichen Teilchen (mit großen v-Werten) verantwortlich, da nur sie merkbare Wirkungsquerschnitte haben, während bei höheren Plasmatemperaturen die meisten Fusionsreaktionen durch Teilchen im Maximum der Energieverteilungskurve hervorgerufen werden. Der Verlauf von $\overline{\sigma \cdot v}$ für die Reak-

[1]) Es ist daher üblich, die Plasmatemperatur statt in ° K in keV anzugeben, worunter also die kinetische Energie der am häufigsten vorkommenden Teilchen des Plasmas (Maximum der MAXWELL-Verteilungskurve) zu verstehen ist.

tionen I und II ($^2_1$D + $^2_1$D) und III (^3_1T + $^2_1$D) ist in Abhängigkeit von der Teilchenenergie E aus Abb. 76 zu entnehmen.

Für die Reaktion D + D ist $\overline{\sigma \cdot v}$ gegeben durch die experimentell ermittelte Beziehung

$$\overline{\sigma \cdot v}_{DD} = 260 \cdot 10^{-16}\, T^{-2/3} \exp\left(-18{,}76 \cdot T^{-1/3}\right), \qquad \text{(D 14/2)}$$

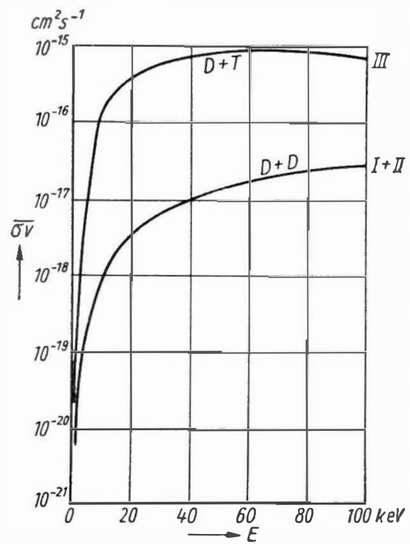


Abb. 76. Das über die MAXWELL-Verteilung eines Plasmas gemittelte Produkt $\overline{\sigma \cdot v}$ für die Reaktionen $^2_1$D + $^2_1$D und $^2_1$D + $^3_1$T

wo T [keV] die Plasmatemperatur ist; es handelt sich demnach um eine Exponentialfunktion.

Die Wahrscheinlichkeit R [s^{-1}], daß ein Kern im Plasma pro Sekunde eine Fusionsreaktion eingeht, ist

$$R = n \cdot \overline{\sigma \cdot v}, \qquad \text{(D 14/3)}$$

wo n [cm^{-3}] die Plasmadichte ist. Die mittlere Zeit τ [s], die vergeht, bis ein Kern eine Fusionsreaktion im Plasma eingeht, auch „Reaktionslebensdauer" genannt, ist demnach

$$\tau = 1/R = \frac{1}{n \cdot \overline{\sigma \cdot v}}. \qquad \text{(D 14/4)}$$

τ ist als Funktion der Deuteriumsdichte n_D des Plasmas in Abb. 77 wiedergegeben.

Der mittlere freie Reaktionsweg λ [cm], also der Weg, den ein Kern im Durchschnitt in der Zeit τ zurücklegt, bevor er eine Reaktion eingeht, ist

$$\lambda = \frac{1}{n \cdot \sigma}. \qquad \text{(D 14/5)}$$

Aus Abb. 78 sind die Werte von λ als Funktion der Deuteriumsdichte n_D, bzw. der *Deuteriums-Tritiumsdichte* ($n_D = n_T$), im Plasma für die Reaktionen D + D und D + T zu ersehen.

Die Leistungsdichte p [W/cm^3] ist die pro Kubikzentimeter und Sekunde im Plasma freigesetzte Energie. Für die Fusionsreaktion D + D ergibt sich

$$p = \frac{1}{2}\, n_D^2 \cdot \overline{\sigma\, v}_{DD} \cdot W_{DD}, \qquad \text{(D 14/6)}$$

wo n_D [cm^{-3}] die Deuteriumsdichte und W_{DD} [Ws] die Wärmetönung der Reaktion ist (Mittelwert der Reaktion I und II lt. Tab. D 14/1,

da beide mit gleicher Wahrscheinlichkeit verlaufen). Die Werte von $\overline{\sigma \cdot v}$ können dabei aus Abb. 76 entnommen werden. Für die Fusionsreaktion D + T gilt

$$p = n_D \cdot n_T \cdot \overline{\sigma\, v_{DT}} \cdot W_{DT}, \quad \text{(D 14/7)}$$

wo n_D bzw. n_T die Dichten des Deuteriums bzw. Tritiums im Plasma bedeuten und W_{DT} die Wärmetönung der Reaktion III nach Tab. D.14/1 ist. In Abb. 79 ist die Leistungsdichte p als Funktion der Kerndichte im Plasma für die Reaktionen D + D und D + T bei einer Plasmatemperatur $T = 100$ keV angeführt.

Man sieht, daß für Leistungsdichten von 1000 W/cm³ n_D Werte in der Größenordnung von 10^{15} bis 10^{17} annehmen muß. Bei derartigen Plasmadichten wird nach den

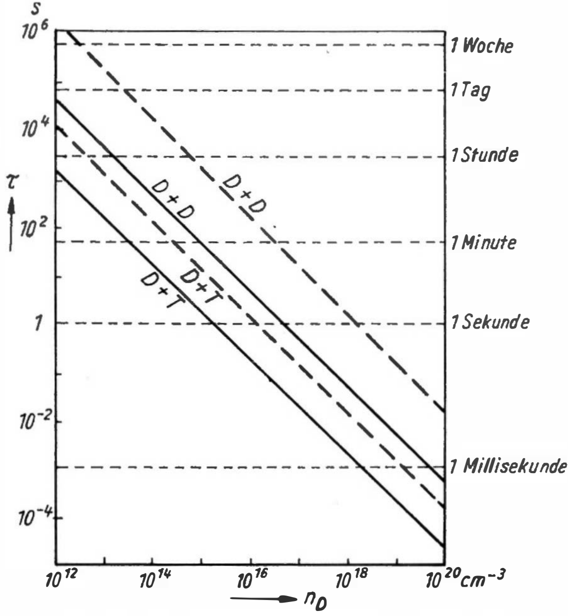


Abb. 77. Reaktionslebensdauer τ für die Fusionsreaktionen ${}^2_1$D + ${}^2_1$D und ${}^2_1$D + ${}^3_1$T als Funktion der Plasmadichte n_D bzw. $n_D + n_T$ (wobei $n_D = n_T$ ist). Die gestrichelten Kurven gelten für die Plasmatemperatur $T = 10$ keV, die ausgezogenen für $T = 100$ keV

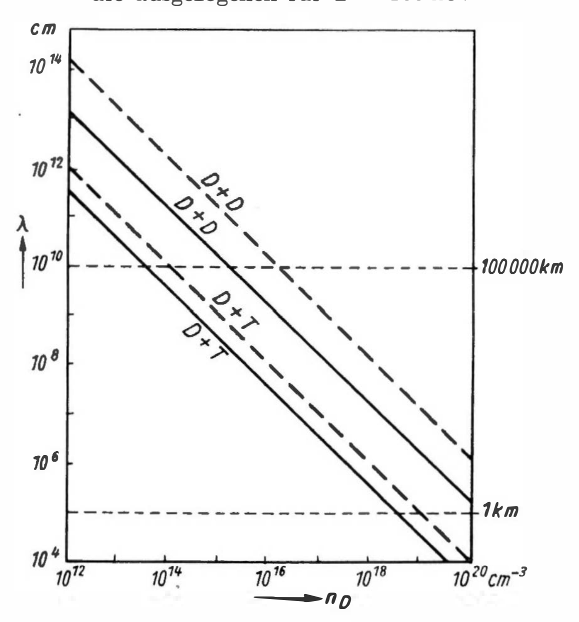


Abb. 78. Mittlerer freier Reaktionsweg λ für die Fusionsreaktionen ${}^2_1$D + ${}^2_1$D und ${}^2_1$D + ${}^2_1$T für Plasmatemperatur $T = 10$ keV (gestrichelte Kurve) und $T = 100$ keV (ausgezogene Kurve) als Funktion der Deuteriumsdichte n_D bzw. $n_D + n_T$

Abb. 77 und 78 für die Reaktion $D + T$ $\tau \sim 1$ s und $\lambda \sim 3000$ km; für die Reaktion D + D sind τ und λ um Größenordnungen höher.

Die Kerne müssen natürlich im Plasma Wege zurücklegen können, die größer als λ sind. Das Plasma muß daher ungeheure Abmessungen haben, wie sie etwa bei einem Sternplasma verwirklicht sind, sofern es nicht gelingt, durch äußere Mittel die Bewegung der Kerne im Plasma durch Verlängerung ihres Weges (Wendel- oder Spiralbahnen) zu beeinflussen.

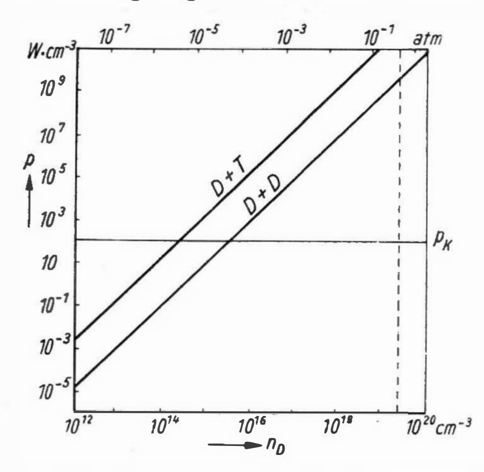


Abb. 79. Leistungsdichte der Reaktionen ${}^2_1D + {}^2_1D$ und ${}^2_1D + {}^3_1T$ als Funktion der Deuteriumsdichte n_D bzw. $n_D + n_T$ für eine Plasmatemperatur $T = 100$ keV. (Die Leistungsdichte p_K in üblichen energetischen Kernreaktoren beträgt 100 W/cm³)

Wenn ein thermonuklearer Reaktor überschüssige Energie abgeben soll, muß er sein Plasma selbst aufheizen können. Ein gewisser Anteil der Wärmetönung der Reaktion, und zwar die Energie der Neutronen (s. Tab. D 14/1) wird aus dem Plasma ausgestrahlt und geht daher für Plasmaaufheizung verloren. Außerdem findet eine „Abkühlung" des Plasmas statt, und zwar durch Aussendung einer Bremsstrahlung, die durch Streuung von Plasmaelektronen an Kernen entsteht. Die Leistungsdichte p_{St} [W/cm³] dieser Strahlung beträgt für ein Plasma allgemein

$$p_{St} = 0{,}48 \cdot 10^{-30} \cdot Z^2 \cdot n_e^2 \cdot T_e^{\frac{1}{2}}, \qquad \text{(D 14/8)}$$

wo Z die Ordnungszahl der Plasmakerne, n_e [cm⁻³] die Elektronendichte (gleich Kerndichte mal Z) und T_e [keV] die Temperatur des Elektronengases sind.

Für ein Wasserstoffplasma (Deuterium oder Tritium-Deuterium-Gemisch) ist $Z = 1$ und $n_e = n_D$ bzw. $n_e = n_D + n_T$.

Man sieht aus letzterer Gleichung, daß das Plasma außerst rein sein muß, da Spuren von schweren Elementen (große Werte von Z^2) das Plasma durch starke Bremsstrahlung „kühlen" würden.

Weiterhin ist aus den Gl. D 14/2, D 14/6, und D 14/7 zu erkennen, daß die Leistungsdichte p mit der Plasmatemperatur T exponentiell

ansteigt, während die Leistungsdichte der Bremsstrahlung gemäß Gl. D 14/8 nur mit $\sqrt{T}$ wächst. Es muß also eine kritische Temperatur des Plasma T_{kr} geben, bei der die Energieerzeugung gleich den Verlusten des Plasmas ist. T_{kr} beträgt für die Reaktion D + D ungefähr 35 keV ($\gg 10^8$ °K) und für die Reaktion D + T sogar nur 4 keV ($< 10^8$ °K).

Aus den Gleichungen für p und p_{St} sieht man weiterhin, daß beide Größen mit n^2 wachsen. Für den Fusionsreaktor gibt es aus den bisher gemachten Erwägungen der Energiebilanz keine kritische Größe oder kritische Dichte im Gegensatz zum Spaltreaktor.

Es ist erklärlich, daß besonderes Interesse der Reaktion D + T geschenkt wird. Tritium ist in der Natur nicht vorhanden, kann jedoch leicht aus Lithium (Gl. D 12/7) im Reaktor hergestellt werden. Die Sekundärneutronen der Reaktion D + T haben Energien von 14,1 MeV. Man kann den Fusionsreaktor mit einer Schicht umgeben, in der die Neutronen mit einer derartigen Energie Reaktionen des Typs $n \rightarrow 2n$ hervorrufen, wodurch die Zahl der Sekundärneutronen vermehrt wird. Diese Neutronen ihrerseits können in einem unterkritischen Mantel aus $^{238}_{92}$U oder $^{230}_{90}$Th Spaltreaktionen veranlassen, bei denen sowohl Energie gewonnen wie auch die Neutronen vermehrt werden. Dieser Mantel wird ferner mit einem Lithiummantel umgeben, in dem Tritium erzeugt wird. Es ist wahrscheinlich, daß in Zukunft Fusions- und Spaltreaktoren kombiniert werden und gleichzeitig Tritium „gebrütet" wird.

D 14.2. Plasmakonzentration

Der Druck des Plasmas ist wegen der Forderung nach hoher Plasmatemperatur und Plasmadichte sehr hoch. Besitzt beispielsweise ein Plasma die Teilchendichte $n = 6 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$ und eine mittlere Teilchenenergie von 100 keV, so hat es einen kinetischen Druck von 1000 atm. Auf den Fixsternen wird das Plasmavolumen durch Gravitationskräfte begrenzt. Auf der Erde muß man entweder die Trägheit der Reaktionsmasse ausnutzen, wobei man mit hohen Teilchendichten arbeitet, die kleine Weglängen und kurze Reaktionsdauer ermöglichen, oder man benutzt elektromagnetische Felder zur Konzentration des Plasmas, wodurch dieses eine gewisse Zeit von den Gefäßwänden isoliert wird.

Im ersten Falle ist das System sehr instabil, und das Plasma dehnt sich schnell aus. Die Trägheit verzögert aber das Ausdehnen des Plasmas etwas, und in dieser kurzen Zeit kann ein Bruchteil der

Plasmakerne reagieren. Derartige thermonukleare Reaktionen sind nicht regelbar, man benutzt sie nur bei den Wasserstoffbomben (s. Kap. D 12/2), bei denen das Plasma durch eine Uranbombe erzeugt und aufgeheizt wird.

Elektromagnetische Felder gestatten es vorläufig nur, im Pulsbetrieb das Plasma für einen Bruchteil der Reaktionslebensdauer τ zusammenzuhalten und aufzuheizen. Man will in Zukunft den Konzentrationseffekt der Hilfsfelder verstärken und die Pulsdauer verlängern, wodurch das Plasma länger bzw. dauernd von den Gefäßwänden isoliert wird. Die erforderlichen Magnetfelder können durch den „Pinch-Effekt" erzeugt werden, der nach dem Prinzip der Anziehung paralleler Ströme eine Zusammenschnürung der Plasmasäule bewirkt, wenn in dieser Säule ein Strom von über 10^5 A fließt. Der zylindrische „Pinch" einer Plasmasäule ist extrem instabil. Eine äußerst geringe örtliche Abweichung der neutralen Ladungsverteilung im Plasma führt zu einem „Knicken" der Plasmasäule, da an der konkaven Seite der Plasmasäule sich die Kraftliniendichte erhöht und eine Querkraft entsteht, die ihrerseits die Deformation der Plasmasäule beschleunigt. Bringt man an das Reaktionsgefäß, in dem die Plasmasäule erzeugt wird, eine äußere Wicklung an, so erzeugt diese bei Stromdurchgang ein magnetisches Hilfsfeld, dessen Kraftlinien achsenparallel sind. Dieses Feld überlagert sich dem Hauptfeld der Plasmasäule, die resultierenden Feldlinien umgeben die Plasmasäule schraubenförmig und erhöhen daher deren Stabilität.

Der zylindrische Pinch isoliert die Plasmasäule nur von der Gefäßwand, jedoch nicht von Boden- und Deckplatte des Reaktionsgefäßes, die als stromzuführende Elektroden dienen und nicht genug gekühlt werden können. Das Elektrodenmaterial verdampft und verunreinigt das Plasma, wodurch, wie erwähnt, die Bremsstrahlung erhöht wird. Um dies zu vermeiden, biegt man das zylinderförmige Entladungsgefäß in einen Hohlring, einen „Torus", so daß das Plasma nach Isolierung während des Stromstoßes mit keiner Wand in Berührung kommt. Bei Stromdurchgang, beispielsweise durch Induktion, hebt sich das Plasma infolge des Pinch-Effektes von der Gefäßwand ab, es wird komprimiert, wodurch sich auch seine Temperatur erhöht. Erst nach Beendigung des Stromstoßes nähert sich das Plasma wieder der Toruswand, wobei in dieser Wirbelströme entstehen, deren magnetisches Feld der Ausdehnung des Plasmas entgegenwirkt.

Die Eigenschaften des Plasmas, hauptsächlich die Wechselwirkungen des Plasmas mit Feldern, werden in einem neuen Teilgebiet der Physik behandelt, der „Magneto-Hydrodynamik".

Das Plasma ist makroskopisch elektrisch neutral, da die Kernladungen durch Elektronenladungen kompensiert werden. Betrachtet man jedoch genügend kleine Raumzellen im Plasma, so findet man, daß diese nicht immer neutral sind. Tritt an einer Stelle des Plasmas eine Ladungsverschiebung und damit eine Abweichung vom Ladungsgleichgewicht ein, so entstehen starke elektrostatische Felder, die einer Abweichung vom Ladungsgleichgewicht entgegenwirken.

Das Plasma besitzt eine hohe Leitfähigkeit, die mit der Plasmatemperatur steigt. So ist beispielsweise die Leitfähigkeit ϱ_0 [Ω cm] eines Wasserstoffplasmas gegeben durch

$$\varrho_0 = 3 \cdot 10^{-6}\, T^{-3/2}, \qquad \text{(D 14/9)}$$

wo T [keV] die Plasmatemperatur ist.

Das Plasma hat ähnliche Eigenschaften wie ein Supraleiter, es kann äußere Magnetfelder absorbieren und elektrische Felder kurzschließen.

D 14.3. Konstruktionen von thermonuklearen Versuchsgeräten

Auf der zweiten internationalen Konferenz für die friedliche Ausnützung der Kernenergie in Genf 1958 wurden viele Konstruktionen von thermonuklearen Versuchsgeräten bekanntgegeben. Man kann diese Geräte in 4 Gruppen einteilen:

1. Geräte im Pulsbetrieb mit Verwendung des Pinch-Effektes,
2. quasistationär arbeitende Geräte mit äußerem geschlossenem Führungsfeld,
3. magnetische Fallen und
4. Geräte vom Typ des Ionen-Magnetrons.

Der bekannteste Vertreter der ersten Gruppe ist ein unter der Bezeichnung „Zeta“ bekanntgewordenes Gerät, dessen Prinzip aus Abb. 80 ersichtlich ist. Das Versorgungsgerät ladet eine Kondensatorbatterie *1* auf, die $5 \cdot 10^5$ J speichert. Über den Schalter *2* wird die Kondensatorbatterie in die Primärwicklung des Torustransformators entladen, im Torus entsteht ein Plasma, das in einem einzigen Prozeß komprimiert, aufgeheizt und von den Wänden isoliert wird. Während der kurzen Impulsdauer, die Millisekunden beträgt, können thermonukleare Reaktionen beobachtet werden. Das axiale Magnetfeld im Torus ist leider nicht homogen, sondern wächst gegen die Innenwandung des Torus. Durch diese Inhomogenität entsteht eine

Ladungstrennung im Plasma sowie eine Plasmawanderung quer zum Feld, wodurch die Lebensdauer des Plasmas begrenzt wird.

Bei den „Stellarator"-Geräten der zweiten Gruppe wird durch einen schleifenförmig verdrehten Torus gemäß Abb. 81 oder durch Verdrallung des Magnetfeldes bei einem ebenen Torus durch Zusatzwicklung die Wirkung erzielt, daß sich die Kraftlinien nach einem

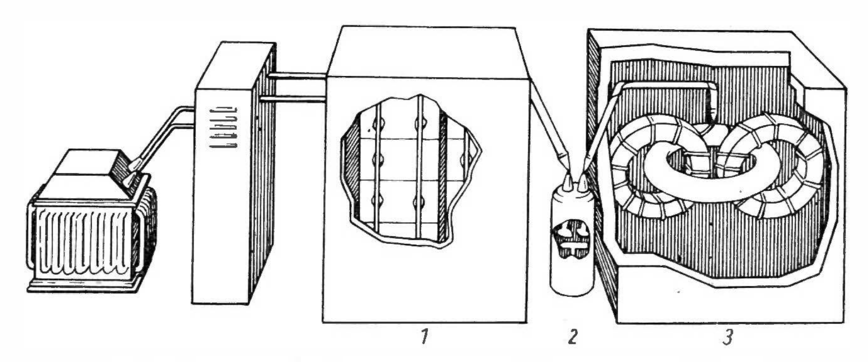


Abb. 80. Schema der thermonuklearen Versuchsanlage „Zeta"

Umlauf nicht schließen, sondern versetzt sind. Diese Feldgeometrie verhindert die meisten Plasmateilchen am Verlassen der Plasmasäule. Man kann auf diese Weise das Plasma in verschiedenen Phasen erzeugen, isolieren und aufheizen. Das Plasma kann durch ein elektrisches Feld parallel zum magnetischen Felde aufgeheizt werden, ähnlich wie beim Gerät Zeta. Diese Heizung wird „Ohmsche Heizung" genannt. Sie ist nur bis 10^6 °K anwendbar, da bei höheren Temperaturen die Leitfähigkeit des Plasmas zu groß wird. Eine weitere Möglichkeit der Plasmaheizung bietet das „magnetische Pumpen".

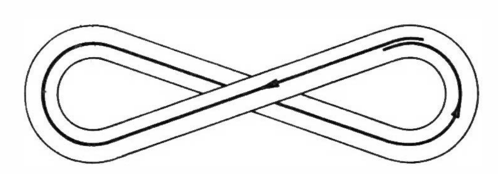


Abb. 81. Im verdrehten Torus schließen sich die Kraftlinien nicht nach einem Umlauf, da sie durch Rotationstransformation versetzt sind

Man erzeugt ein elektrisches Feld senkrecht zum Führungsfeld durch Variation des Führungsfeldes mittels einer Spule. Wird diese Spule von Wechselstrom durchflossen, so bewirkt sie eine wechselnde Verdichtung und Verdünnung der Kraftlinien im Torus und übergibt dabei Energie an das Plasma.

Das Schema eines „Stellarator"-Modells ist in Abb. 82 wiedergegeben. Die Spule *1* dient zum magnetischen Pumpen, die Spule *2*

mit Eisenkern zur Ohmschen Heizung des Plasmas, das Führungsfeld wird durch die Hauptspule *3* erzeugt; ihm wird durch eine zusätzliche Wicklung *7* ein Drall gegeben, der zur Erhöhung der Stabilität des Plasmas führt. (Die Ströme dieser Wicklung in benachbarten Windungen *6* fließen entgegengesetzt.) Der Divertor *4* „schält" vom Plasma fremde Gase ab, die sich an dessen Außenwänden befinden, wodurch er das Plasma reinigt. *8* ist das Plasma.

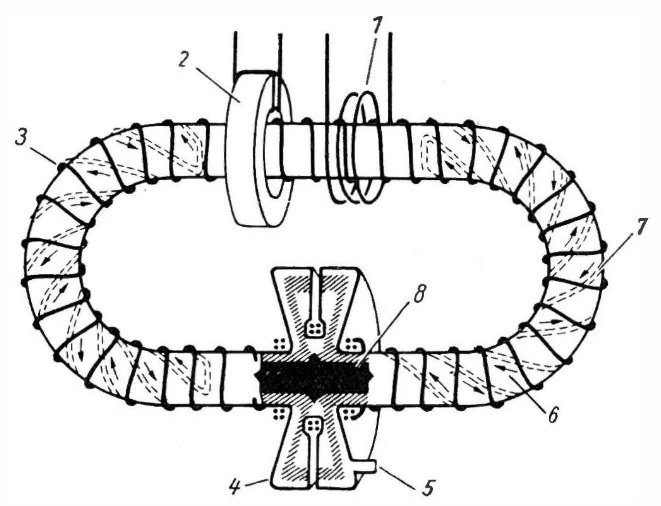


Abb. 82. Schema der thermonuklearen Versuchsanlage „Stellarator" mit ebenem Torus

Bei den magnetischen Fallen der dritten Gruppe benutzt man Feldkonfigurationen, die energiereiche eingeschossene Teilchen einfangen und deren Bewegung auf einen kleinen Raum einschränken, die sogenannten Spiegelfelder. Diese Spiegelfelder entstehen durch Verstärkung des Magnetfeldes eines Solenoids an beiden Enden bzw. durch Verwendung von zwei Solenoiden. Die meisten Teilchen, die sich gegen die Verdichtung der Kraftlinien an den Enden der Falle bewegen, umschreiben die Kraftlinien immer enger und werden schließlich gegen die Mitte zurückgetrieben. Durch Verstärkung des Spulenstroms an den Enden der magnetischen Falle kann man eine Kompression des Plasmas erzielen, wie Abb. 83 zeigt.

Für Geräte der 4. Gruppe wird zur Einschließung des Plasmas das Magnetronprinzip benutzt. Auch rotierende Plasmas wurden eingeführt.

Zur praktischen Verwirklichung von energetischen Fusionsreaktoren sind noch viele Probleme zu lösen. Die Fragen der zeitlichen Ver-

längerung der Plasmakonzentration, die Aufheizung des Plasmas auf höhere Temperaturen, die Wahl geeigneter Konstruktionswerkstoffe[1]) für die Toruswandungen und Wicklungen, die Energieabnahme aus dem Plasma usw. sind bisher noch nicht befriedigend gelöst. Man nimmt an, daß noch lange Zeit bis zum Bau von Fusionskraftwerken

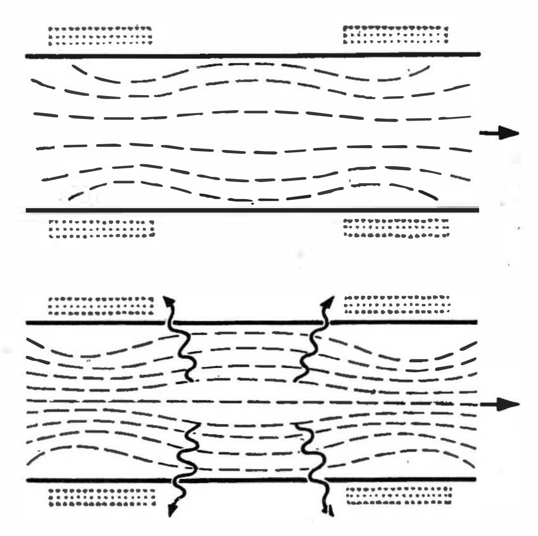


Abb. 83. Schema einer magnetischen Falle. Das Plasma ist gestrichelt gezeichnet. Durch Erhöhung des Spulenstroms (unteres Teilbild) wird das Plasma komprimiert und Fusionsreaktionen finden statt

vergehen wird, da auf diesem Gebiete die Schwierigkeiten bedeutend größer sind, als sie seinerzeit bei den Reaktoren mit Kernspaltung waren.

---

[1]) Diese müssen hohe Temperaturen aushalten, kleine Neutronenabsorptionswirkungsquerschnitte haben, und, soweit sie im Vakuum verwendet werden, dürfen sie keine Gase abgeben.

E. Maßeinheiten kernphysikalischer Strahlungen

E 1. Maßeinheiten für die Radioaktivität

Als Maßeinheit der Stärke radioaktiver Quellen dient das *Curie* (abgekürzt: c), ursprünglich definiert als die Menge von Radon-Gas im Gleichgewicht mit einem Gramm Radium ($= 6{,}58 \cdot 10^{-6}$ g oder 0,664 mm^2 NTP Radon, entsprechend einer Anzahl Kernzerfallsprozesse von $3{,}71 \cdot 10^{10}$ pro s)[1]. Nach neuen Empfehlungen des Nat. Res. Council, Washington, soll das „Curie" definiert werden als „die Menge irgendeines radioaktiven Elementes, in dem exakt $3{,}700 \cdot 10^{10}$ Zerfallsprozesse pro s[1]) vor sich gehen". Es wurde ferner als Maßeinheit für die Intensität schwacher radioaktiver Quellen das „*Rutherford*" (rd) vorgeschlagen: „Ein radioaktiver Stoff besitzt die Radioaktivität 1 rd, wenn in ihm 10^6 Zerfallsprozesse pro Sekunde vor sich gehen." Diese Einheit hat jedoch nicht Verbreitung gefunden.

Bruchteile und Umrechnungen dieser allgemeinen Maßeinheiten für die Radioaktivität sind in der folgenden Tab. E 1/1 zusammengestellt.

Neben den in der Tab. E 1/1 verzeichneten allgemeinen Maßeinheiten ist speziell zur Messung der Radioaktivität von Radium- und Radon-Präparaten die Maßeinheit 1 „*Stat*" (St) gebräuchlich, die definiert ist als die Menge Radium oder Radon, die in einer Ionisationskammer einen Sättigungsstrom von 1 el.stat. Einheit bewirkt. Sie entspricht $3{,}63 \cdot 10^{-7}$ Curie (bzw. 1 m St $= 10^{-3}$ St $= 3{,}63 \cdot 10^{-10}$ c).

E 1/1. Umrechnungstabelle für allgemeine Maßeinheiten der Radioaktivität

	c	mc	μc	rd
1 c (Curie)	1	10^3	10^6	$3{,}7 \cdot 10^4$
1 mc (Millicurie) . .	10^{-3}	1	10^3	37
1 μc (Mikrocurie) . .	10^{-6}	10^{-3}	1	0,037
1 rd (Rutherford) . .	$2{,}7 \cdot 10^{-5}$	0,027	27	1

[1]) Für die Maßeinheit „Anzahl der Kernzerfallsprozesse pro s bzw. pro min" (= transmutations per sec resp. min) wird neuerdings die international vereinbarte Abkürzung „tps" bzw. „tpm" benutzt; demnach:

$$1\ \text{c} = 3{,}7 \cdot 10^{10}\ \text{tps} = 2{,}22 \cdot 10^{12}\ \text{tpm}.$$

Die Angabe der Konzentration von radium- und radonhaltigen Substanzen erfolgt entweder in *c/Lit.* bzw. *m St/Lit.* oder (meist) in „*Mache-Einheiten*" (ME) oder in „*Eman*". Die *Mache-Einheit* ist definiert als diejenige Menge Radium oder Radon (ohne Zerfallsprodukte) in einem Liter (Luft oder Wasser), die in der Ionisationskammer einen Sättigungsstrom von 10^{-3} el. stat. Einheiten bewirkt (sie ist somit identisch mit der Maßeinheit 1 mSt/Lit.), während 1 *Eman* definiert ist als 10^{-10} c Radium oder Radon pro Liter (Luft oder Wasser). Eine Umrechnungstabelle der Konzentrationseinheiten von radium- und radonhaltigen Substanzen ist in der folgenden Tab. E 1/2 zusammengestellt:

E 1/2. Umrechnungstabelle der Konzentrationseinheiten von radium- und radonhaltigen Substanzen

	c/lit	mc/lit	Eman	St/lit	ME = mSt/lit
1 c/lit	1	10^3	10^{10}	$2{,}75 \cdot 10^6$	$2{,}75 \cdot 10^9$
1 mc/lit . . .	10^{-3}	1	10^7	$2{,}75 \cdot 10^3$	$2{,}75 \cdot 10^6$
1 Eman . . .	10^{-10}	10^{-7}	1	$2{,}75 \cdot 10^{-4}$	0,275
1 St/lit . . .	$3{,}63 \cdot 10^{-7}$	$3{,}63 \cdot 10^{-4}$	$3{,}63 \cdot 10^3$	1	10^3
1 ME . . . . (Mache-Einheit = 1 mSt/lit)	$3{,}63 \cdot 10^{-10}$	$3{,}63 \cdot 10^{-7}$	3,63	10^{-3}	1

Für den Qualitätsvergleich radioaktiver Quellen, für welche die Kernzerfallszahlen nicht bestimmt werden können, wird die Strahlungseinheit „r. h. m." (roentgen per hour at one meter) empfohlen: „Eine radioaktive Quelle besitzt also die Ionisierungsintensität 1 rhm, wenn sie pro Stunde in einem Abstande von einem Meter 1 roentgen (1 r) produziert."

Andererseits besitzt jedes Isotop pro Curie eine bestimmte Ionisierungsintensität. In Tab. E 1/3 ist die auf 1 Curie bezogene Ionisierungsfähigkeit verschiedener γ-Strahler zusammengestellt.

Der Vergleich der Ionisierungsfähigkeit eines Isotops zu der von Radium führt zu einer in der Praxis nützlichen Einheit, dem „Grammäquivalent Radium". Es ist dies diejenige Aktivität (in c) der Menge eines γ-Strahlers, dessen Ionisationsfähigkeit die gleiche ist wie die von 1 g Radium in einem Platingefäß mit 0,5 mm Wandstärke. Die Grammäquivalente der in Tab. E 1/3 aufgeführten Isotope lassen sich also leicht durch das Verhältnis der Ionisierungsintensität von Radium (0,84) zu der des betreffenden Isotops berechnen (Beispiel: Grammäquivalent Radium von $^{60}_{27}Co = 0{,}84/1{,}30 \approx 0{,}65$ c).

Tab. E 1/3. Ionisierungsintensität pro Curie für verschiedene wichtige Gammastrahler

Isotop	Ionisierungsintensität pro Curie rhm/c	Isotop	Ionisierungsintensität pro Curie rhm/c
$^{22}_{11}Na$	1,30	$^{65}_{30}Zn$	0,30
$^{24}_{11}Na$	1,92	$^{82}_{35}Br$	1,50
$^{52}_{25}Mn$	1,93	$^{128}_{53}I$	0,018
$^{54}_{25}Mn$	0,485	$^{131}_{53}I$	0,25
$^{56}_{25}Mn$	0,98	$^{137}_{55}Cs$	0,37
$^{59}_{26}Fe$	0,65	$^{192}_{77}Ir$	0,27
$^{58}_{27}Co$	0,56	$^{198}_{79}Au$	0,23
$^{60}_{27}Co$	1,30	$^{226}_{88}Ra$ [1])	0,84

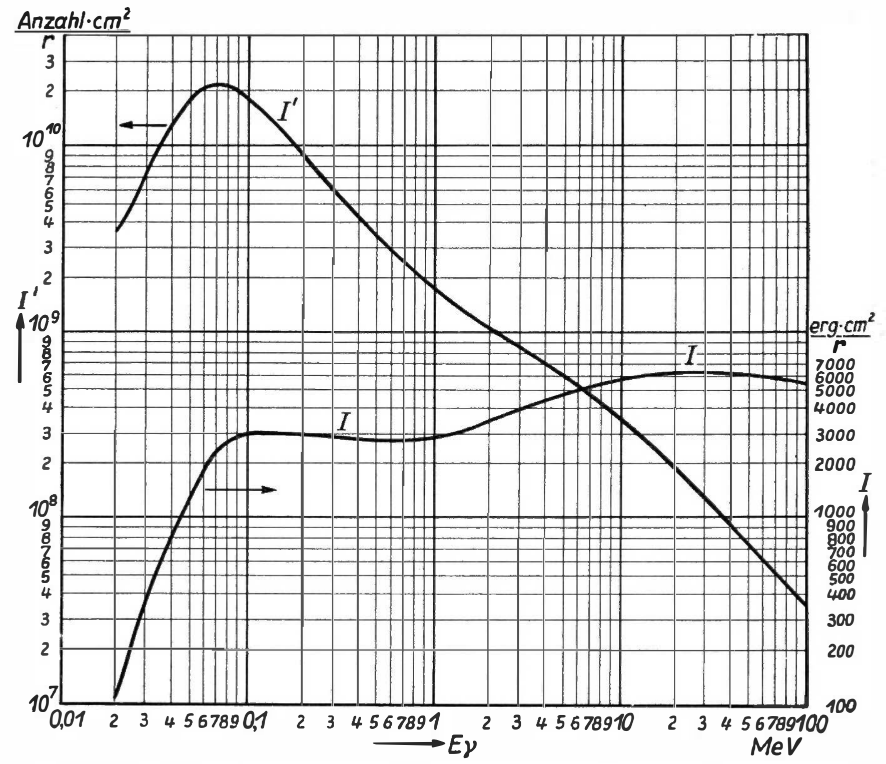


Abb. 84. Der zur Erzeugung von 1 r notwendige Energiefluß I (rechte Skala) und die entsprechende Photonenanzahl I' (linke Skala) in Abhängigkeit von der Wellenlänge (Energie) E_γ einer Röntgen- oder Gamma-Strahlung

[1]) Im Gleichgewicht mit Zerfallsprodukten, siehe auch Tab. C 2/1.

Da die Röntgenstrahlenintensität [in r] am einfachsten durch die Ionisation des Gases einer Ionisationskammer bestimmt werden kann, die die Röntgenstrahlen durchqueren, so definiert man die Röntgenstrahlenintensitäts-Einheit als diejenige Dosis von Gamma- oder Röntgenstrahlung, die pro 1 cm^3 Luft (NTP) 1 elektrostatische Einheit an Ionen erzeugt. Der Energiefluß von Röntgen- oder Gamma-Strahlung, die eine Dosis 1 r hervorruft, ist jedoch stark wellenlängenabhängig, wie aus Abb. 84 für den Energiebereich von 0,01 bis 100 MeV hervorgeht. In diesem Diagramm bedeutet I die Energie [in erg · cm^2/r], die zur Erzeugung von 1 r erforderlich ist, und I' die entsprechende erforderliche Anzahl von Photonen [in Anzahl · cm^2/r]. Wie man sieht, ist I für den Spektral- oder Energiebereich von 0,1 bis 1 MeV beinahe konstant und steigt dann langsam an, während I' bei 0,07 MeV ein Maximum erreicht und für höhere Energiewerte stark abfällt.

In diesem Zusammenhang sind die in der folgenden Tab. E 1/4 zusammengestellten *Äquivalente der Röntgeneinheit* (1 r) von Interesse:

Tab. E 1/4. Äquivalentwerte der Röntgenstrahlenintensitäts-Einheit (r).

1 r = 1 e.st. E./cm^3 (NTP) Luft[1] [2]
  = 773 e.st. E./g Luft

1 r = 2,083 · 10^9 Ionenpaare/cm^3 (NTP) Luft
  = 1,61 · 10^{12} Ionenpaare/g Luft

1 r = 6,77 · 10^4 MeV/cm^3 (NTP) Luft
  = 5,25 · 10^7 MeV/g Luft ≈ 5,25 · 10^7MeV/g tierisches Gewebe

1 r = 0,108 erg/cm^3 (NTP) Luft[3]
  = 83,8 erg/g Luft ≈ 83,8 erg/g tierisches Gewebe

E 2. Maßeinheiten für Korpuskularstrahlen[4]

Während die Maßeinheit „*Röntgen*" ausschließlich Verwendung zur Bestimmung der Menge (elektromagnetischer) Röntgen- oder Gamma-Strahlung findet, hat man für Korpuskular-Strahlen (α-Teilchen, β-Strahlen, Neutronenstrahlen) sog. *Röntgen-Äquivalente* eingeführt: Die Maßeinheit „*roentgen-equivalent-physical*" (rep) ist definiert als diejenige (Korpuskular-) Strahlenmenge, die ebenso wie 1 r einer

[1]) 1 cm^3 (NTP) Luft = 1 cm^3 unter Normalbedingungen (d. h. bei $T = 0°$ C, $P = 760$ mm Hg) = 1,293 mg Luft.

[2]) 1 e.st. E. = 1 elektrostatische Einheit = 3,33 · 10^{-10} A · s.

[3]) 1 erg = 10^{-7} Watt · s = 2,8 · 10^{-14} Kilowattstunden.

[4]) Siehe z. B.: B. Balber, Nucleonics, Mai 1949, S. 112.

Absorption von 83 erg pro Gramm oder pro cm^3 tierischen Gewebes entspricht[1]). Da jedoch die verschiedenen Korpuskularstrahlen-Arten trotz gleicher physikalischer Energie, also gleichem „rep"-Wert, ganz verschiedene biologische Effekte hervorrufen, hat man eine auf gleiche biologische Wirksamkeit bezogene Einheit für Korpuskularstrahlen eingeführt: das *„roentgen-equivalent-man"* (rem), und versteht also darunter die Menge irgendeiner elektromagnetischen oder korpuskularen Strahlung, die dieselbe biologische Wirkung hervorruft wie die Menge von 1 r elektromagnetischer Röntgen- oder Gamma-Strahlung. Für die verschiedenen Strahlenarten ergaben sich bisher die folgenden in der Tab. E 2/1 verzeichneten *biologischen Äquivalentwerte*:

E 2/1. Biologische Äquivalentwerte der rep-Einheit für verschiedene Arten von Korpuskularstrahlen

Strahlung	Äquivalentwert
(Röntgen- und Gamma-Strahlen) . . .	1 rem = 1 rep = 1 r)[2]) [3])
Beta-Strahlen	1 rem = 1 rep
Alpha-Teilchen	1 rem = 0,1 rep
Thermische Neutronen	1 rem = 0,2 rep
Schnelle Neutronen $E_n < 20$ MeV . . .	1 rem = 0,1 rep
„ „ $E_n > 20$ MeV . . .	1 rem = 0,05 rep

Die Intensität einer Korpuskularstrahlung in einem Punkte, d. h. die Strahlungsenergie, die pro Zeiteinheit eine Fläche senkrecht zur Strahlenrichtung durchfließt, wird in W/cm^2 oder in $erg/cm^2 s$ ausgedrückt. Die Strahlungsmenge (Dosis), die die Flächeneinheit senkrecht zur Strahlenrichtung durchquert, ist die nach der Zeit integrierte Strahlungsintensität, sie wird in $Ws/cm^2 = J/cm^2$ oder erg/cm^2 angegeben.

E 3. Toleranzdosisleistung für Korpuskularstrahlen

Rechnet man für Röntgenstrahlen grundsätzlich mit Toleranzdosisleistungen von 0,02 — 0,1 r/Tag, also 20 — 100 millirem/Tag

[1]) Da man andererseits für eine Absorptionsdosis von 100 erg pro g Gewebe die Absorptionsdosis-Einheit „1 rad" (radiation absorption dosis) eingeführt hat, ist somit:

$$1 \text{ rep} = 0{,}83 \text{ rad.}$$

[2]) Lt. Definition.

[3]) 1 mrem = 1 millirem = 10^{-3} rem.

bzw. einem Mittelwert von 300 mrem/Woche, so kann man auf Grund der in Tab. E 2/1 verzeichneten Äquivalentwerte die gesundheitlich noch zulässigen und durch physikalische Messung (in rep-Einheiten) exakt bestimmbaren *Toleranzdosisleistungen* für jede Strahlenart berechnen.

Diese Toleranzdosisleistungen gelten für die Bestrahlung des Gesamtorganismus. Wird nur ein Teil des Organismus bestrahlt, so kann die gesundheitlich noch zulässige Toleranzdosisleistung höher sein. Die schädliche Wirkung der Korpuskularstrahlung auf den lebenden Organismus summiert sich, und aus diesem Grunde sind die gesundheitlich noch zulässigen Toleranzdosisleistungen derartig niedrig.

E 3/1. Zulässige Toleranzdosisleistungen für verschiedene Korpuskularstrahlen bei 8 Stunden täglicher Arbeitszeit [1])

Strahlung	Toleranzdosisleistung
Gamma-Strahlen	300 mrep/Woche = 0,3 r pro Woche [2])
Beta-Strahlen	300 mrep/Woche
Alpha-Strahlen	15—30 mrep/Woche
Thermische Neutronen .	50—75 mrep/Woche
Schnelle Neutronen . . .	
$E_n < 20$ MeV	30 mrep/Woche [3])
$E_n > 20$ MeV	15 mrep/Woche [3])
Natürlicher Hintergrund .	2,5 mrep/Woche

E 4. Maximal zulässige Isotopenmengen

In der folgenden Tab. E 4/1 sind die maximal zulässigen Mengen (ausgedrückt in Aktivitätseinheiten) von Radioisotopen im menschlichen Körper, in der Luft und im Trinkwasser zusammengestellt.

[1]) Bei einer einmaligen Applikation soll eine Dosis von 25 rem/Tag, äußerstenfalles 150 rem/Woche, noch ohne Schädigung vom Menschen ertragen werden können. Eine Dosis von 400 rem würden 50% aller Menschen nicht überstehen, und eine Strahlenwirkung von 800 rem würde eine 100%ige Sterblichkeit zur Folge haben.

[2]) Auf der Genfer Konferenz 1955 schätzte man bei Gammabestrahlung und 8 Stunden täglicher Arbeitszeit die sog. „Erbschädigungsdosis" auf 125 mr/Woche für Kernzellen (aus denen sich Ei- und Samenzellen bilden) und empfahl daher als noch zulässige Toleranzdosisleistung nur 100 mrep/Woche = 0,1 r/Woche. Diese niedrigere Toleranzdosisleistung gilt heute in den meisten Staaten als höchst zulässig pro Woche.

[3]) Dies entspricht einem Fluß von 50 bzw. 25 schnellen Neutronen pro cm² und pro s bei 8 Stunden Arbeitszeit.

E 4/1. Maximal zulässige Aktivitäten radioaktiver Isotope im Körper, ihre Konzentration in Wasser und Luft bei anhaltender Wirkung (nach MORGAN)

Ordnungszahl Z	Radioisotop	Kritisches Organ	Höchst zulässige Aktivitäten: Aktivität im ganzen Körper μc	Konzentration in Wasser μc/cm³	Konzentration in Luft μc/cm³
1	2	3	4	5	6
1	$H^3{}_2O$	ganzer Körper	10^4	0,2	10^{-5}
4	Be^7	Knochen	725	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-6}$
6	$C^{14}(CO_2)$	Fett	260	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-5}
9	F^{18}	Knochen	5	0,2	$3 \cdot 10^{-5}$
11	Na^{24}	ganzer Körper	15	$8 \cdot 10^{-3}$	10^{-6}
15	P^{32}	Knochen	10	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-7}
16	S^{35}	Haut	300	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-6}
17	Cl^{36}	ganzer Körper	230	$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-7}$
18	A^{41}	ganzer Körper	33	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-7}$
19	K^{42}	Muskeln	21	$3 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-7}$
20	Ca^{45}	Knochen	14	10^{-4}	$8 \cdot 10^{-9}$
21	Sc^{46}	Milz, Leber	5	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-8}$
21	Sc^{47}	Milz, Leber	11	$9 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-7}$
21	Sc^{48}	Milz, Leber	3	$4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-8}$
23	V^{48}	Knochen	10	$3 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-8}$
24	Cr^{51}	Nieren	600	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-6}$
25	Mn^{56}	Nieren, Leber	8	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-7}$
26	Fe^{55}	Blut	10^3	$5 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-7}$
26	Fe^{59}	Blut	13	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-8}$
27	Co^{60}	Leber	3	$4 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-8}$
28	Ni^{59}	Leber	42	$4 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-7}$
29	Cu^{64}	Leber	120	$5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-7}$
30	Zn^{65}	Knochen	400	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-7}$
31	Ga^{72}	Knochen	3	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$
32	Ge^{71}	Nieren	72	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-6}$
33	As^{76}	Nieren	11	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-8}$
37	Rb^{86}	Muskeln	64	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-7}$
38	Sr^{89}	Knochen	2	$7 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-8}$
38	$Sr^{90} + Y^{90}$	Knochen	1	$8 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-10}$
39	Y^{91}	Knochen	3	$3 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-9}$
40	$Zr^{95} + Nb^{95}$	Knochen	10	$6 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-8}$
41	Nb^{95}	Knochen	44	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$
42	Mo^{99}	Knochen	17	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-7}$
43	Tc^{96}	Nieren	5	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$
44	$Ru^{106} + Rh^{106}$	Nieren	4	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-8}$
45	Rh^{105}	Nieren	9	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$
46	$Pd^{103} + Rh^{103}$	Nieren	7	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-7}$

E 4/1. (Fortsetzung)

Ordnungszahl Z	Radioisotop	Kritisches Organ	Höchst zulässige Aktivitäten		
			Aktivität im ganzen Körper μc	Konzentration	
				in Wasser $\mu c/cm^3$	in Luft $\mu c/cm^3$
1	2	3	4	5	6
47	Ag^{105}	Leber	19	$4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-8}$
47	Ag^{111}	Leber	39	$5 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-8}$
48	$Cd^{109} + Ag^{109}$	Leber	45	$7 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-8}$
50	Sn^{115}	Knochen	84	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-7}$
52	Te^{127}	Nieren	4	$7 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$
52	Te^{129}	Nieren	1,4	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-8}$
53	I^{131}	Schilddrüse	0,6	$6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-9}$
54	Xe^{133}	ganzer Körper	320	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-6}$
54	Xe^{135}	ganzer Körper	100	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-6}$
55	$Cs^{137} + Ba^{137}$	Muskeln	98	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$
56	$Ba^{140} + La^{140}$	Knochen	1	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-8}$
57	La^{140}	Knochen	7	$3 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-8}$
58	$Ce^{144} + Pr^{144}$	Knochen	1	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-9}$
59	Pr^{143}	Knochen	6	$5 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-8}$
61	Pm^{147}	Knochen	25	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-8}$
62	Sm^{151}	Knochen	90	$8 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-9}$
63	Eu^{154}	Knochen	7	$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-9}$
67	Ho^{166}	Knochen	4	$5 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-8}$
69	Tm^{170}	Knochen	4	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-8}$
71	Lu^{177}	Knochen	18	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$
73	Ta^{182}	Leber	6	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-8}$
74	W^{181}	Knochen	24	$7 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$
75	Re^{183}	Schilddrüse	37	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-7}$
77	Ir^{190}	Nieren, Milz	21	$3 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-7}$
77	Ir^{192}	Nieren, Milz	3	$5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-8}$
78	Pt^{191}	Nieren	2	$7 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$
78	Pt^{193}	Nieren	3	$9 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-7}$
79	Au^{196}	Leber, Nieren	8	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$
79	Au^{198}	Leber, Nieren	3	$6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$
79	Au^{199}	Leber, Nieren	9	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-7}$
81	Tl^{200}	Muskeln	40	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$
81	Tl^{201}	Muskeln	310	$9 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-6}$
81	Tl^{202}	Muskeln	230	$5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-7}$
81	Tl^{204}	Muskeln	200	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$
82	Pb^{203}	Knochen	61	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-7}$
82	Pb^{210} + Tochter-Substanzen	Knochen	0,2	$2 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-11}$
84	Po^{210} löslich	Milz	0,04	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-10}$
84	Po^{210} nicht löslich	Lunge	0,02		$1 \cdot 10^{-10}$

E 4/1 (Fortsetzung)

Ordnungszahl Z	Radioisotop	Kritisches Organ	Höchst zulässige Aktivitäten		
			Aktivität im ganzen Körper μc	Konzentration in Wasser $\mu c/cm^3$	Konzentration in Luft $\mu c/cm^3$
1	2	3	4	5	6
85	At^{211}	Schilddrüse	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-10}$
86	Rn^{220} + Tochtersubstanzen	Lunge			$1 \cdot 10^{-7}$
86	Rn^{222} + Tochtersubstanzen	Lunge			$1 \cdot 10^{-7}$
88	Ra^{226} + 55% Tochtersubstanzen	Knochen	0,1	$4 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-12}$
89	Ac^{227} + Tochtersubstanzen	Knochen	0,01	$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-12}$
90	Th-natürliches	Knochen	0,01	$5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-11}$
90	Th-natürliches unlöslich	Lunge	$2 \cdot 10^{-3}$		$3 \cdot 10^{-11}$
90	Th^{234} + Pa^{134}	Knochen	2	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-8}$
92	U-natürliches löslich	Nieren	0,04	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-11}$
92	U-natürliches unlöslich	Lunge	0,01		$3 \cdot 10^{-11}$
92	U^{233}, löslich	Knochen	0,04	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-11}$
92	U^{233} nicht löslich	Lunge	0,016		$3 \cdot 10^{-11}$
94	Pu^{239} löslich	Knochen	0,04	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-12}$
94	Pu^{239} nicht löslich	Lunge	0,02		$2 \cdot 10^{-12}$
95	Am^{241}	Knochen	0,06	$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-11}$
96	Cm^{242}	Knochen	0,06	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-10}$
Beliebige Mischung von Spaltprodukten, die Beta- und Gammastrahler sind				$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-9}$
Beliebige Mischung von Alpha-Strahlern				$1 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-12}$

E 5. Strahlenschutz

Alpha-Strahlen

Wie man aus Kap. B 1 sieht, ist die Reichweite von Alpha-Strahlen in Luft kleiner als 10 cm. In das Gewebe des Körpers dringen Alpha-Strahlen nur in die Oberfläche bis zu Tiefen von etwa 0,01 mm ein. Aus diesem Grunde können Alpha-Strahler nur dann schaden, wenn sie in die Nähe des Auges kommen oder in den Körper als Aerosole oder gelöste Salze eindringen. Bei Arbeiten mit offenen

Alpha-Strahlern wie überhaupt mit radioaktiven Substanzen ist die Bildung von Aerosolen oder das Zerstäuben von Lösungen zu unterbinden.

Beta-Strahlen

Zum Schutze vor Beta-Strahlen genügen verhältnismäßig schwache Schutzschirme, deren erforderliche Stärke für die entsprechende

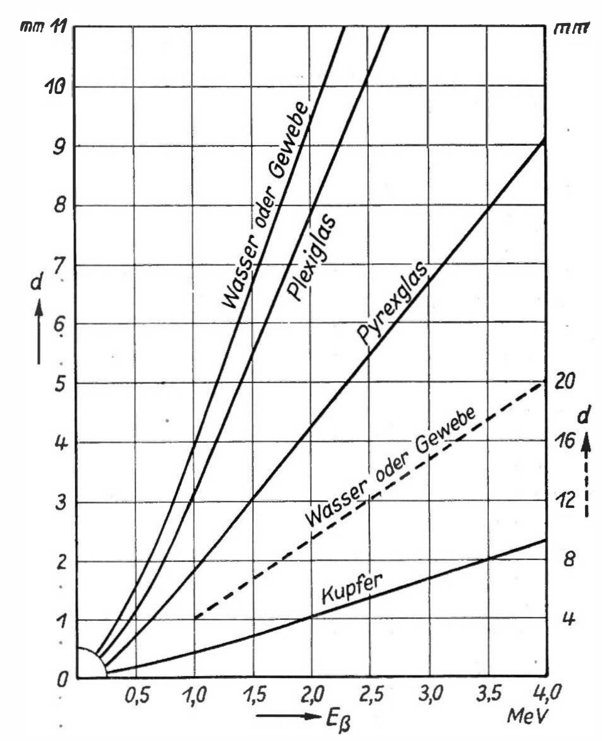


Abb. 85. Erforderliche Stärke d von Schutzschirmen aus Kupfer, Pyrexglas und Plexiglas in Abhängigkeit von der maximalen β-Strahlenenergie E_β. Zum Vergleich ist die Eindringungstiefe von β-Strahlen in Wasser und tierisches Gewebe mit eingezeichnet

Energie aus der Abb. 85 entnommen werden kann. Zum Vergleich ist auch die Eindringungstiefe der Beta-Strahlen in Wasser oder Gewebe gegeben. Man sieht daraus, daß Beta-Strahlen einige Millimeter in den Körper eindringen.

Gamma-Strahlen

Gamertsfelder arbeitete für das National Committee on Radiation Protection eine Tabelle aus, die es gestattet, rasch die erforderliche Stärke von Absorberwänden zu berechnen (s. Tab. E 5/1), und

Tab. E 5/1. Tabelle zur Berechnung der notwendigen Stärke von Absorberwänden gegen Gamma-Strahlung (nach GAMERTSFELDER)

I	Aktivität	Energie [MeV] 0,2	0,5	0,8	1	1,5	2,0	2,5	3,0	6,0
	10 mc	−0,50	−0,86	−1,02	−1,05	−0,83	−0,61	−0,39	−0,13	−0,23
	20 mc	−0,36	−0,44	−0,33	−0,14	+0,33	+0,76	+1,06	+1,36	+1,68
	50 mc	−0,17	+0,09	+0,59	+1,04	+1,82	+2,55	+2,95	+3,30	+3,58
	100 mc	−0,03	+0,33	+1,28	+1,95	+2,97	+3,92	+4,41	+4,79	+5,03
	200 mc	+0,10	+0,91	+1,97	+2,85	+4,11	+5,27	+5,84	+6,26	+6,47
	500 mc	+0,30	+1,46	+2,89	+4,04	+5,61	+7,08	+7,76	+8,22	+8,38
	1 c	+0,42	+1,86	+3,57	+4,94	+6,75	+8,43	+9,19	+9,69	+9,82
	2 c	+0,56	+2,27	+4,27	+5,84	+7,87	+9,78	+10,63	+11,16	+11,25
	5 c	+0,75	+2,81	+5,19	+7,03	+9,39	+11,58	+12,54	+13,12	+13,17
	10 c	+0,89	+3,22	+5,87	+7,94	+10,52	+12,94	+13,98	+14,59	+14,60
	20 c	+1,03	+3,63	+6,57	+8,84	+11,67	+14,31	+15,43	+16,08	+16,06
	50 c	+1,21	+4,17	+7,47	+10,02	+13,16	+16,09	+17,33	+18,02	+17,95
	100 c	+1,35	+4,58	+8,18	+10,93	+14,31	+17,46	+18,78	+19,51	+19,41
II	**Arbeitsabstand**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**
	20 cm	+0,64	+1,90	+3,22	+ 4,19	+ 5,28	+ 6,31	+ 6,70	+ 8,68	+ 6,70
	50 cm	+0,28	+0,83	+1,39	+ 1,83	+ 2,32	+ 2,76	+ 2,93	+ 3,00	+ 2,93
	1 m	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	2 m	−0,28	−0,83	−1,39	− 1,83	− 2,32	− 2,76	− 2,93	− 3,00	− 2,93
	5 m	−0,64	−1,90	−3,22	− 4,19	− 5,28	− 6,31	− 6,70	− 6,86	− 6,70
	10 m	−0,92	−2,71	−4,60	− 5,98	− 7,55	− 9,02	− 9,57	− 9,80	− 9,57
III	**Arbeitsdauer**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**	**plus**
	1 h/Tag	−0,41	−1,22	−2,08	− 2,69	− 3,40	− 4,06	− 4,31	− 4,41	− 4,31
	2 h/Tag	−0,28	−0,81	−1,37	− 1,79	− 2,26	− 2,70	− 2,87	− 2,94	− 2,87
	4 h/Tag	−0,14	−0,14	−0,69	− 0,90	− 1,14	− 1,35	− 1,44	− 1,47	− 1,44
	8 h/Tag	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	24 h/Tag	+0,18	+0,53	+1,10	+ 1,17	+ 1,48	+ 1,76	+ 1,87	+ 1,92	+ 1,87
IV	**Absorbermaterial**	**Faktor**	**Faktor**	**Faktor**	**Faktor**	**Faktor**	**Faktor**	**Faktor**	**Faktor**	**Faktor**
	Pb	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
	Fe	4,75	2,68	2,11	1,75	1,51	1,53	1,53	1,53	1,77
	Al[1])	17,23	7,71	5,43	5,13	4,70	4,25	4,81	5,22	6,01
	H_2O	35,00	17,80	12,50	11,15	9,93	10,00	11,20	12,35	14,13

[1]) Oder Beton.

zwar für Gamma-Strahlenenergien von 0,2—6 MeV. Sucht man Angaben für Energiewerte, die zwischen den in der Tabelle verzeichneten Werten liegen, so benutze man jeweils den höheren E-Wert (z. B. für einen Gamma-Strahler mit 2,8 MeV die Werte, die in der Spalte für 3 MeV verzeichnet sind).

Die Tabelle enthält, wie man sieht, 4 Teiltabellen: I Aktivität, II Arbeitsabstand, III Arbeitsdauer, IV Absorberwerkstoff. Zur Ermittlung der notwendigen Absorberwandstärke werden die den Teiltabellen I bis III entnommenen Zahlen zusammenaddiert, dann wird dieser Summenwert mit der aus Teiltabelle IV entnommenen Zahl multipliziert: Die erhaltene Zahl gibt dann sofort die erforderliche Wandstärke [in cm] aus dem betr. Absorberwerkstoff an.

Das Rechenverfahren sei an folgendem Beispiel erläutert: In einem Laboratorium wird mit einem Präparat $^{24}_{11}Na$ gearbeitet, das eine Aktivität von etwa 100 mc besitzt und wegen seiner kurzen Halbwertszeit häufig ausgewechselt wird. Es soll die Auskleidung eines Tresors berechnet werden unter der Voraussetzung, daß die geringste Arbeitsentfernung vom Tresor 1 m beträgt, die Arbeitsdauer im Laboratorium 4 Stunden pro Tag ist und als Absorbermaterial Eisen verwendet wird. Die durchschnittliche Energie für Na sei zu 3 MeV angenommen. Der abgelesene Wert für 100 mc ist (lt. Teiltab. I) 4,79, für die Entfernung von 1 m (lt. Tab. II) = 0, für 4 Arbeitsstunden pro Tag (lt. Tab. III) = — 1,47 und der Multiplikationsfaktor für Eisen (lt. Tab. IV) = 1,53. Die Stärke der benötigten Eisenwand beträgt demnach:

$$(4,79 + 0 - 1,47) \cdot 1,53 = 5,08\,\text{cm},$$

also angenähert = 5 cm Eisen.

Eine schnelle allgemeinere Bestimmung der notwendigen Stärke d von beliebigen Absorberwänden der Dichte ϱ für γ-Strahlenenergie mit dem Massenschwächungskoeffizienten μ/ϱ in dem vorhandenen Absorbermaterial und für jeweils gewünschte Abschwächungen ermöglicht das in Abb. 86 wiedergegebene Nomogramm.

Abb. 86. Nomogramm zur Bestimmung der Stärke von Absorberwänden (nach CHAPPELL)

μ/ϱ Massenschwächungskoeffizient der vorhandenen γ-Strahlung im vorhandenen Absorbermaterial; ϱ Dichte des Absorbermaterials, e^{-b} gewünschter Schwächungsfaktor, d erforderliche Absorberwandstärke (Benutzungsanweisung für das Nomogramm s. Text)

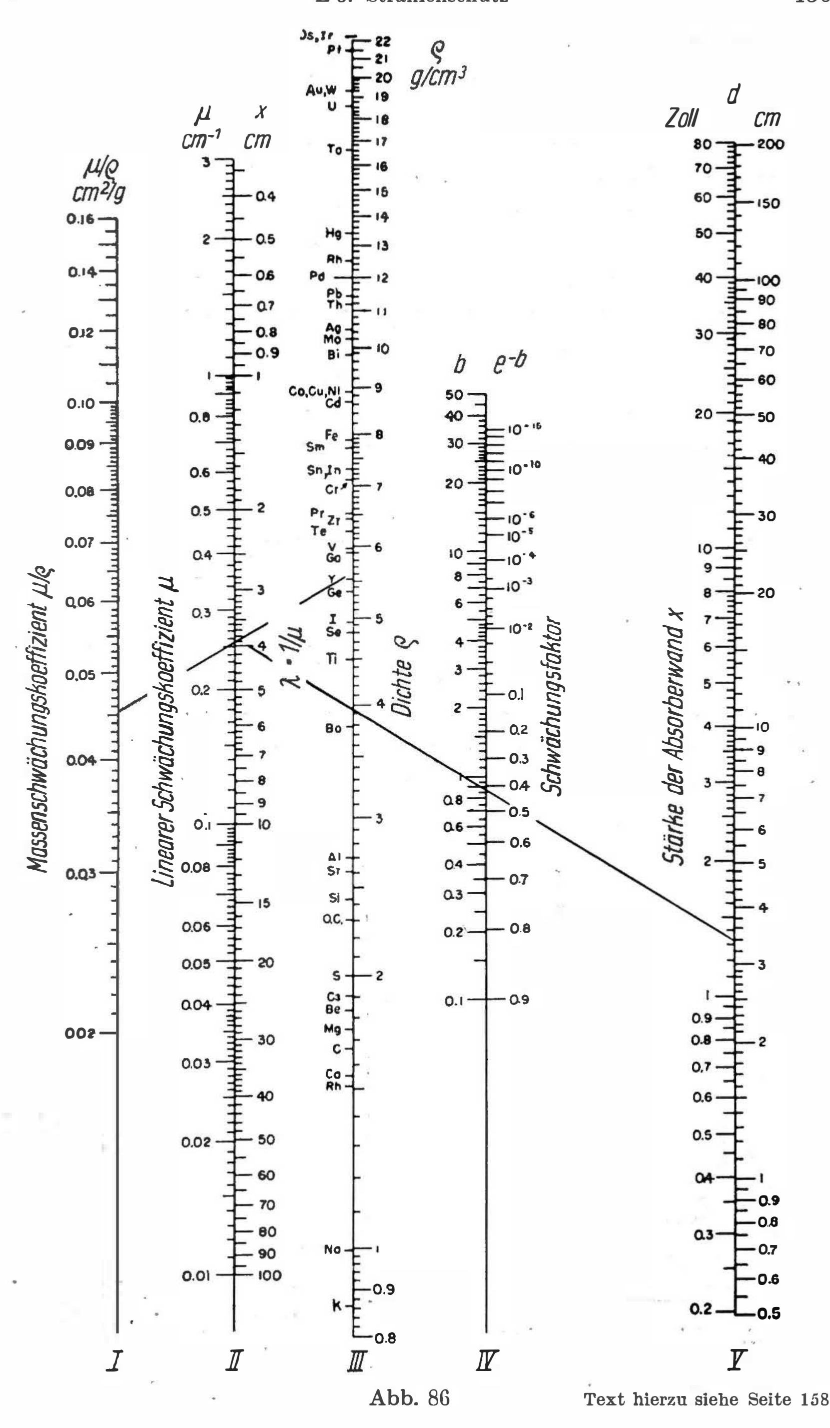


Abb. 86

Text hierzu siehe Seite 158

Man bestimmt zunächst für die vorhandene γ-Strahlenenergie den Massenschwächungskoeffizienten μ/ϱ experimentell oder mittels Diagramm Abb. 23 und Gl. B 3/8 in dem vorhandenen Absorbermaterial der Dichte ϱ. μ/ϱ sei beispielsweise 0,0455 cm²/g bei einer Dichte ϱ des Absorbermaterials von 5,63 g/cm³. Der Zahlenwert von μ/ϱ auf der Skala I wird durch eine Gerade mit dem Zahlenwert von ϱ auf der Skala III verbunden, der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Skala II ergibt einen linearen Schwächungskoeffizienten $\mu = 0{,}255$ cm^{-1}. Diesen Punkt auf Skala II verbindet man wieder durch eine Gerade mit dem Wert für den gewünschten Schwächungsfaktor e^{-b} auf Skala IV (z. B. 0,42 = 42 %), dann erhält man durch Verlängerung dieser Geraden bis zum Schnitt mit der Skala V die für den gewünschten Schwächungsgrad erforderliche Absorberwandstärke d, im gewählten Beispiel also 3,4 cm.

Allgemeiner Schutz gegen radioaktive Strahlungen

Neben der Abschirmung des Bedienungspersonals durch Schutzwände gegen direkte Strahlungen nötigt die mögliche Verseuchung der benutzten Geräte und der Luft der Arbeitsräume durch radioaktive Stoffe zu weiteren Vorsichtsmaßregeln.

So benutzt man beispielsweise für Arbeiten in leicht verseuchten Räumen dünnwandige Schutzkleidungen mit Sauerstoffapparaten, die es gestatten, den Körper hermetisch von der Umwelt abzuschließen, so daß eine Beschädigung der Haut sowie das Einatmen von Aerosolen verhindert wird. Zwei Ausführungen derartiger Bekleidungen zeigt Abb. 87.

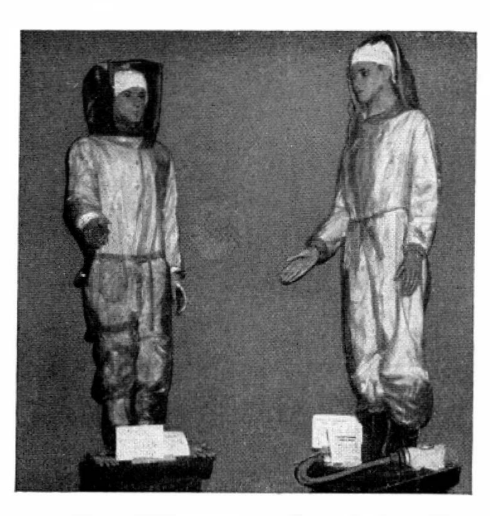


Abb. 87. Kleidung zum Schutze der Haut und der Lunge gegen Berührung und Verseuchung mit radioaktiven Stoffen

Grundsätzlich wichtig für die Überwachung der gesundheitlichen Gefährdung des Bedienungspersonals in radioaktiven Laboratorien und Betrieben ist ferner die genaue Kontrolle der Dosisleistung, die jeder Bearbeiter im Laufe seiner Tätigkeit trotz aller gebotenen Vorsicht dennoch empfangen hat. Diesem Zweck

dienen vor allem bei Arbeiten in Räumen mit erhöhter Aktivität die sog. Taschendosimeter. Es sind dies in der Regel entweder kleine Ionisationskammern, die an einem Aufladegerät aufgeladen werden und deren durch radioaktive Bestrahlung hervorgerufener Ladungsverlust

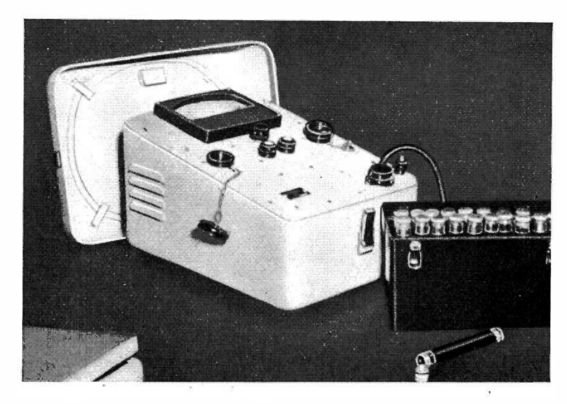


Abb. 88. Doppelseitige, tragbare Taschen-Ionisationskammern zur Messung von Dosisleistungen bis maximal 0,3 und 3 r sowie dazugehöriges Gerät zu ihrer Aufladung und Auswertung

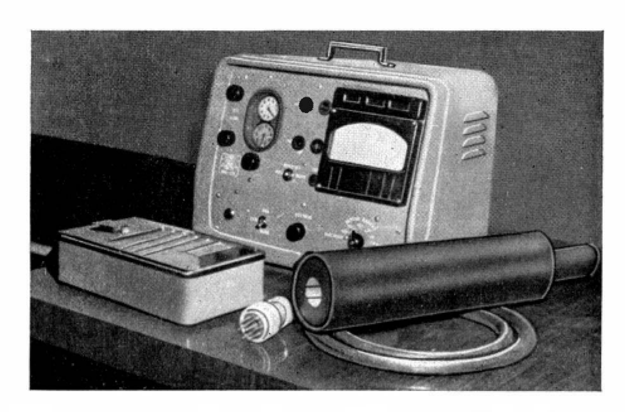


Abb. 89. Gerät zur Messung der Verunreinigung von Haut, Kleidern, Laboratoriumseinrichtungen usw. durch α-, β- oder γ-Strahler

an einem Auswertungsgerät nach Arbeitsschluß abgelesen wird, oder Ionisationskammern mit eingebautem Elektrometer (siehe Abb. 96), die es jederzeit während der Arbeit gestatten, die jeweils empfangene Dosis abzulesen. In Abb. 88 sind Ionisationskammern (je 2 gegeneinander befestigt) in Füllfederhalterform für 2 Bereiche (0,3 und 3 r) zu sehen, sowie das dazugehörige Gerät, in dem sowohl die Aufladung

als auch die Messung des Ladungsverlustes, also der empfangenen Dosis, vorgenommen werden kann. Neben derartigen elektrostatischen Dosimetern benutzt man auch häufig lichtdicht verpackte Streifen mit photographisch empfindlichem Material, dessen Schwärzung ebenfalls gestattet, die empfangene Dosis quantitativ zu bestimmen.

Besonders notwendig ist es, nach und während der Arbeiten mit offenen radioaktiven Präparaten die Haut der Bearbeiter, ihre Kleidung sowie die Einrichtungen des Laboratoriums auf radioaktive Verunreinigungen und Verseuchungen hin zu kontrollieren. Diesem Zwecke dienen Spezialgeräte, von denen in Abb. 89 eine Ausführung mit Impulszähler und Integrator zu sehen ist. Über dem Meßgerät befinden sich drei Fenster, von denen je nach dem Verunreinigungsgrad eins aufleuchtet, und zwar zur Anzeige normaler Aktivität, erhöhter Aktivität und starker Verseuchung. In letzterem Falle ertönt gleichzeitig ein Alarmsignal. Zur Messung von β- und γ-Strahlen dienen dabei dünnwandige Geiger-Müller-Zähler, die in dem im Bilde vorne links sichtbaren flachen Kästchen untergebracht sind; α-Strahlung wird mit dem Szintillationszähler gemessen (Zählerkopfzylinder im Bilde vorne rechts sichtbar). Die nähere Umgebung von Reaktoren ist außerdem auf einen eventuellen Fluß von schnellen bzw. langsamen Neutronen zu kontrollieren. Solche Messungen können mit besonderen Szintillationszählern (siehe Abb. 90) ausgeführt werden. Zum Messen der Intensität von β- und γ-Strahlen dienen sog. Intensimeter, die mit Ionisationskammern ausgerüstet sind.

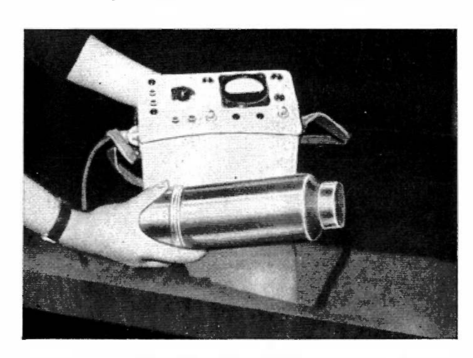


Abb. 90. Szintillationszähler zum Nachweis von schnellen Neutronen

Der Transport von radioaktiven γ-Präparaten[1] hat stets in Transportgefäßen aus Blei zu erfolgen, deren Wandstärke von der Strahlenhärte und der Aktivität der zu transportierenden Präparate abhängt. In der Praxis wird Blei von 1—30 cm Wandstärke benutzt.

Arbeiten mit offenen radioaktiven Stoffen sind in dafür besonders konstruierten Digestorien (Abzügen) auszuführen, die sowohl Strahlen-

[1] Für radioaktive Präparate, die nur β-Strahler oder Positronen-Strahler sind, genügen gewöhnliche Transportkästchen und Glasflaschen mit Wandstärken von einigen Millimetern.

schutz durch Abschirmung als auch Vermeidung von Kontaktverseuchungen gewährleisten. Dem Schutz des Laboratoriumspersonals dienen ferner die in den letzten Jahren mit erstaunlicher Präzision und in großer Mannigfaltigkeit, in Form langer Zangen, Pinzetten, Fernpipetten usw. entwickelten „Fernmanipulatoren", die die Ausführung chemischer und mechanischer Operationen in größerer Entfernung und auch hinter Schutzwänden zwischen Präparat und Bearbeiter ermöglichen.

E 6. Geräte zur Messung der Radioaktivität

Die Messung radioaktiver Strahlung erfolgt durch Beobachtung ihrer Wirkungen sowohl auf gasförmige als auch auf feste bzw. flüssige Substanzen.

In Gasen ruft die Strahlung Ionenbildung hervor, für deren quantitative Messung und Registrierung folgende Strahlungsdetektoren entwickelt wurden, die heute bereits käuflich zur Verfügung stehen:

A 1 Ionisationskammer,
A 2 Proportionalzähler,
A 3 GEIGER-MÜLLER-Zähler,
A 4 Funkenzähler,
A 5 WILSONsche Nebelkammer.

Detektoren der radioaktiven Strahlungen dagegen, die auf quantitativem Nachweis ihrer Wirkungen auf feste oder flüssige Körper beruhen (wie z. B. Lumineszenz, chemische und photochemische Reaktionen), sind hauptsächlich die folgenden:

B 1 Szintillationszähler,
B 2 Kristallzähler,
B 3 Filmemulsionen,
B 4 Chemische Detektoren,
B 5 Kalorimetrische Geräte zur Bestimmung der Aktivität.

Soweit die aufgezählten Detektortypen die Strahlungswirkungen durch Ladungsverlust, elektrische Ströme und elektrische Impulse nachweisen, benötigen sie besondere elektrische Zusatzgeräte, von denen die wichtigsten die folgenden sind:

C 1 Röhren- oder elektrostatische Elektrometer zum Messen schwacher Ladungen oder Ströme,
C 2 Verstärker zur Verstärkung kleiner Spannungsimpulse,
C 3 Impulsdiskriminatoren zur Wahl von Impulsen gewünschter Amplituden,

C 4 Untersetzer zur Verwendung von elektromechanischen Zählwerken bei hoher Impulshäufigkeit,

C 5 Integratoren zur Bestimmung der durchschnittlichen Impulshäufigkeit pro Zeiteinheit,

C 6 Koinzidenzverstärker zur Bestimmung der Anzahl gleichzeitiger Impulse (besonders wichtig für Forschung auf dem Gebiete der Höhenstrahlung).

Im Rahmen dieses Buches kann nur ein kurzer Überblick über die hauptsächlichsten Detektoren und ihre Zusatzgeräte gegeben werden[1]).

Gruppe A: Ionisationsdetektoren

Ein Ionisationsdetektor ist in der Regel eine abgeschlossene evakuierte, entgaste und danach mit einem gereinigten Gas geringeren Druckes als Atmosphärendruck gefüllte Entladungsröhre, etwa entsprechend Abb. 91 mit zwei vakuumdicht eingeschmolzenen Elektroden, der rohrförmigen Kathode K und der axial zur Kathode angeordneten drahtförmigen Anode A. Fällt in Richtung des Pfeiles gemäß Abb. 91 ein α-Teilchen oder ein β-Strahl durch das Fenster F in das Zählrohr, so rufen diese Strahlen in der Gasfüllung der Röhre Ionisation hervor, wobei beispielsweise ein α-Teilchen 20000 oder ein β-Strahl 200 Ionenpaare erzeugen kann. Unter der Wirkung der Hochspannungsquelle U löst jedes Teilchen, das im Inneren des Zählrohres eine Ionisation hervorruft, einen Spannungsimpuls U_R am Arbeitswiderstand R aus, der von dem über den Kondensator C parallel geschalteten Verstärker V registriert wird.

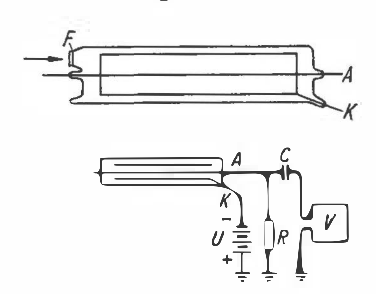


Abb. 91. Schematische Darstellung eines Ionisationszählrohres und der dazugehörigen elektrischen Schaltung: A: Anode; K: Kathode; F: Zellenfenster; U: Hochspannungs-Gleichstromquelle (Arbeitsspannung); R: Arbeitswiderstand ($\approx 10\,\mathrm{M}\Omega$); C: Kondensator ($\approx 20\,\mathrm{pF}$); V: Verstärker mit Zählwerk oder Meßinstrument

Die Amplitude dieser Impulse am Arbeitswiderstand ist bis zur sog. GEIGERschen Einsatzspannung („GEIGER-Schwelle“) sowohl von der Art und Energie der gemessenen Strahlung (d. h. von der Anzahl

[1]) Eine ausführlichere Behandlung dieser Detektoren sowie ihrer elektronischen Zusatzgeräte findet sich z. B. in dem Buch: V. KMENT und A. KUHN, Technik des Messens radioaktiver Strahlung, das im gleichen Verlage erschienen ist.

der primär gebildeten Ionenpaare) als auch von der Betriebsspannung U des Zählrohres abhängig. In Abb. 92 ist die Abhängigkeit der Impulsamplitude U_R von der Zählrohrspannung U für Alpha-Teilchen (Kurve α) und Beta-Strahlen (Kurve β) angedeutet: Die Bereiche A und B sind die Bereiche, in denen die schon seit längerer Zeit bekannten „*Ionisationskammern*" arbeiten. In diesen Bereichen wird eine Teilung der Ionen hervorgerufen; die positiven Ionen wandern zur Kathode, die negativen zur Anode. Die Geschwindigkeit der Ionen im Bereich A (Bereich der ungesättigten Ionisation) ist derartig gering, daß es häufig zu Zusammenstößen zwischen positiven und negativen Ionen kommt, wobei wieder neutrale Moleküle gebildet werden und so der Ionenstrom geschwächt wird. Bei der Spannung U_1 ist jedoch die Geschwindigkeit der Ionen schon so groß, daß die Rekombination der positiven und negativen Ionen vernachlässigbar klein sind. In diesem Bereiche B (Abb. 92) der gesättigten Ionisation entspricht die Impulsamplitude U_R direkt der Anzahl der primär bei der Ionisation erzeugten Ionenpaare. Steigert man die Arbeitsspannung über den Bereich B, d. h. über die Spannung U_2 hinaus, so setzt die *Gasverstärkung* ein. Die elektrische Feldstärke ist am stärksten in der Nähe der drahtförmigen Anode, wo jedes negative Ion oder Elektron derartig beschleunigt wird, daß es ein oder mehrere Atome bzw. Moleküle ionisiert, so daß der am Arbeitswiderstand R sich manifestierende Impuls U_R einer größeren Anzahl von Ionenpaaren entspricht als derjenigen Zahl, die bei der primären Ionisation durch Alpha- oder Beta-Strahlen erzeugt wird. Der Impuls ist jedoch wenigstens bis zum Erreichen der Spannung U_4 *proportional* der jeweiligen primären Ionenzahl. Das bedeutet für das obenerwähnte Beispiel: Das Verhältnis der Impulsamplituden, die durch Alpha- und Beta-Strahlen hervorgerufen werden, bleibt unverändert 20000:200. Der Bereich C (Abb. 92) wird daher der *Proportionalbereich* genannt, und Zählrohre, die in diesem Bereich arbeiten, bezeichnet man als *Proportionalitätszähler.* Dabei ist die Spannung U_3 in der Nähe von U_4 als Arbeitsspannung für Proportionalitätszähler besonders geeignet. Die Gasverstärkung selbst kann dabei das

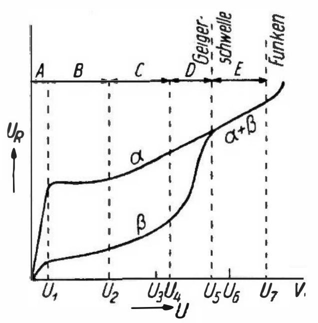


Abb. 92. Impulsamplitude U_R am Arbeitswiderstand des Zählrohres in Abhängigkeit von der Zählrohr-Arbeitsspannung U für Alpha-Teilchen (Kurve α) und für Beta-Teilchen (Kurve β)

10^3 bis 10^6fache betragen, und zwar je nach der Konstruktion des Zählrohres, der Art der Gasfüllung und der Strahlenart. Zwischen der Spannung U_4 bis U_5 (Abb. 92) folgt dann der Bereich D der *teilweisen* Proportionalität. Hier sind die Impulsamplituden schon nicht mehr proportional der primären Ionenzahl, die Gasverstärkung für Alpha-Teilchen ist bedeutend geringer als für Beta-Strahlen, es ist jedoch noch möglich zu unterscheiden, ob der Impuls durch eine stärkere oder schwächere primäre Ionisation hervorgerufen wurde.

Bei höheren Spannungen als der sog. „GEIGER-Schwelle" U_5 in Abb. 92 ist die Impulsamplitude völlig unabhängig von der Anzahl der primären Ionen, sie ist dieselbe für alle Impulse, gleichgültig, ob diese durch Alpha-, Beta- oder Gamma-Strahlen ausgelöst wurden. Zwischen den Spannungen U_6 und U_7, also im Bereich E, arbeiten die sog. GEIGER-MÜLLER-*Zählrohre*. Dabei wird die Arbeitsspannung U_6 meist so gewählt, daß sie 100 V über der GEIGER-Schwelle U_5 liegt. Überschreitet man andererseits die Spannung U_7 wesentlich, so erfolgt nach jeder Zündung ein Funken. Nach diesem Prinzip arbeiten die sog. „*Funkenzähler*".

α-, β-, p- und d-Strahlungen werden direkt durch die von ihnen verursachte Ionisation nachgewiesen, γ-Strahlen vermittels der Ionisation, die die durch Photo- oder Compton-Effekt oder Paar-Bildung (s. Kap. B 3) erzeugten Elektronen hervorrufen, schnelle Neutronen durch „Rückstoßprotonen" in Wasserstoff enthaltenden Gasfüllungen des Zählrohres oder in sonstigen Substanzen, und langsame Neutronen meistens durch α-Teilchen, die bei der Reaktion

$$^{10}_{5}\mathrm{B} + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{7}_{3}\mathrm{Li} + ^{4}_{2}\alpha \quad \text{(siehe D 7)} \qquad \text{(E 6/1)}$$

entstehen, wozu sich im Zählrohr ein borhaltiges Gas (z. B. BF_3) oder festes Bor oder seine Verbindungen als Belag auf der Wand oder den Elektroden befinden müssen.

A 1 Ionisationskammern

Man unterscheidet 3 Arten von Ionisationskammern:

A 1 a) Kammern im Impulsbetrieb,
A 1 b) Kammern im Strombetrieb,
A 1 c) Integrierende Kammern.

A 1 a) Kammern im Impulsbetrieb werden zum Nachweis von Strahlung mit hoher spezifischer Ionisationsfähigkeit benutzt, z. B. primärer α-Strahlung, sekundärer α-Strahlung zum Nachweis von Neutronen, wozu man sich mit Bor ausgekleideter Kammern bedient,

oder es werden p- und d-Strahlung nachgewiesen. Die Kammern haben verschiedenste Formen. Das Schema einer derartigen Kammer ist in Abb. 93 dargestellt. Die eigentliche Kammer besteht aus der Kathode K, der Anode A und dem auf Nullpotential liegenden Schutzring S, der Kriechströme zwischen Anode und Kathode verhindert. Die Strahlung tritt durch das erste Fenster F_1 des geerdeten Gehäuses und durch das Fenster F_2 in den Raum der Ionisationskammer ein. Durch das dort herrschende Feld werden im Bruchteil einer μs die bei der Ionisation entstehenden Elektronen von der Anode A gesammelt, und am Arbeitswiderstand R_1 entsteht ein Impuls, der über C dem Gitter der Röhre des Vorverstärkers und weiterhin dem Verstärker zugeführt wird. Die den Verstärker verlassenden Impulse können entweder direkt ein elektromagnetisches Zählwerk betätigen, oder es

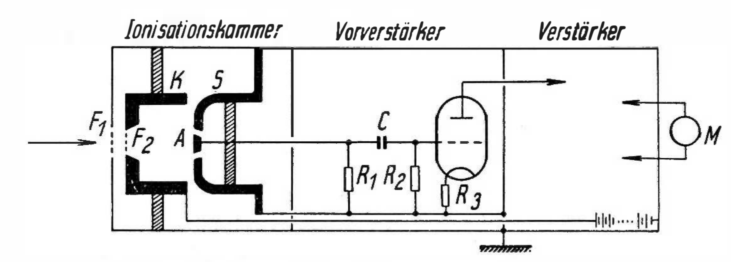


Abb. 93. Ionisationskammer mit Verstärker

werden durch Verwendung von „Impulsdiskriminatoren" nur diejenigen Impulse gezählt, die eine gewisse (veränderlich wählbare) Amplitude überschreiten. Diese Impulse werden dann über einen Untersetzer ausgezählt, oder es wird ihre durchschnittliche Häufigkeit mit einem „Integrator" gemessen. Durch Benutzung von Diskriminatoren, deren Ansprechempfindlichkeit geändert wird, ist es möglich, das ganze Energiespektrum aufzunehmen. Ein linearer Verstärker mit Diskriminator ist in Abb. 94, ein Untersetzer (Reduktor) mit 4 Dekaden, Zählwerk und eingebauter Stoppuhr in Abb. 95 wiedergegeben.

A 1 b) Kammern im Strombetrieb dienen zum Messen des Strahlungsflusses und werden in mr/h, r/h, mrep/h oder rep/h geeicht. Sie dienen in erster Linie zum Nachweis von Strahlungsarten mit niedriger spezifischer Ionisationsfähigkeit wie β- und γ-Strahlen. Geräte mit derartigen Kammern werden „Intensimeter" oder „Röntgenmeter" genannt. Bei diesen Kammern ist es erforderlich, daß der durch Ionisation der Luft in der Kammer entstehende Strom so wenig wie möglich durch sekundäre Wirkung der Strahlung an den

Kammerwänden beeinflußt wird. Es werden daher als Material für die Kammerwände Kunstharze oder ähnliche Stoffe benutzt, deren Zusammensetzung ähnliche physikalische Wirkungen hervorruft wie Luft (hauptsächlich Photoeffekt). Das Schema eines derartigen Gerätes ist ähnlich wie das der Impulskammer Abb. 95, es sind jedoch C und R_2 fortzulassen. Am Arbeitswiderstand R_1 ($10^6 - 10^{12}\,\Omega$) entsteht eine kleine Spannung, die durch einen Verstärker, in diesem Falle jedoch ein Röhrenelektrometer, soweit verstärkt wird, daß man sie am Meßgerät M direkt ablesen kann.

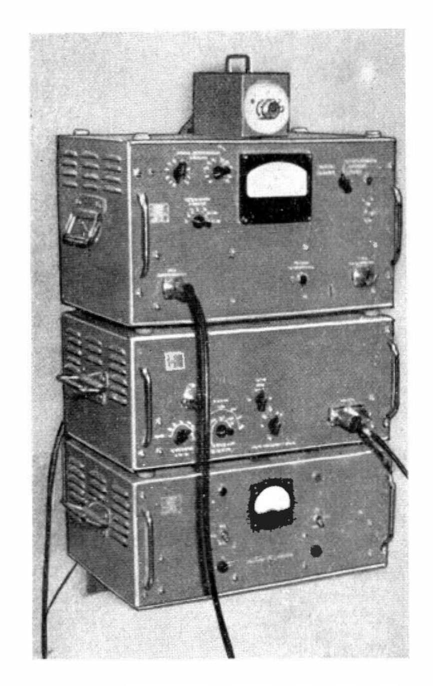


Abb. 94. Linearer Verstärker mit Impuls-Diskriminator für Arbeiten mit Ionisationskammern, Proportionalzählern und Szintillationszählern

A 1 c) Integrierende Kammern. Diese Kammern dienen zur Bestimmung der empfangenen Dosisleistung von γ-Strahlen. Bei der einen Bauart handelt es sich um Ionisationskammern, die vor Gebrauch auf eine bestimmte Spannung aufgeladen werden, worauf ihr entsprechend der empfangenen Dosisleistung eingetretener Ladungs-Abfall gemessen wird. In Abb. 89 wurden bereits derartige Kammern mit dem gleichzeitig benötigten Auflade- und Auswertungsgerät gezeigt. Die zweite Bauart der integrierenden Kammer ist das „Taschendosimeter" (s. Abb. 96). Wie man sieht, besitzt diese Ausführung ein kleines eingebautes Elektrometer nach KOHLHÖRSTER. Eine mit einer aufgedampften Metallschicht leitend gemachte Quarzschlinge D

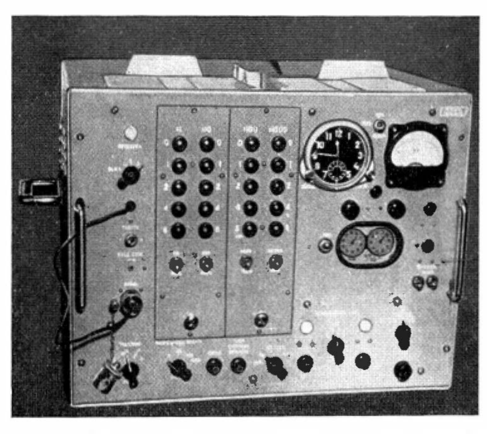


Abb. 95. Dekadischer Impulsuntersetzer mit 4 Dekaden

wird mit steigender Ladung mehr und mehr von der Elektrode C abgestoßen. Die so hervorgerufene Ablenkung und damit die Ladung der inneren Elektrode $(B + C + D + G)$ wird mit Hilfe eines Meßmikroskopes (Objektiv H, Skala F, Okular I_1 und I_2) abgelesen. Die Ionisationskammer wird durch den Teil des Aluminiumrohres L gebildet, der (im Bild 96 links) durch das Fenster K und rechts durch den Zylinder E mit der Glaslinse H begrenzt wird. Zum Aufladen wird das Fenster K entfernt und die Elektrode M kurzzeitig mit der Spannungsquelle in Verbindung gebracht, wobei der Elektrometerfaden D soweit ausschlägt, daß sein Schattenbild auf den Nullpunkt

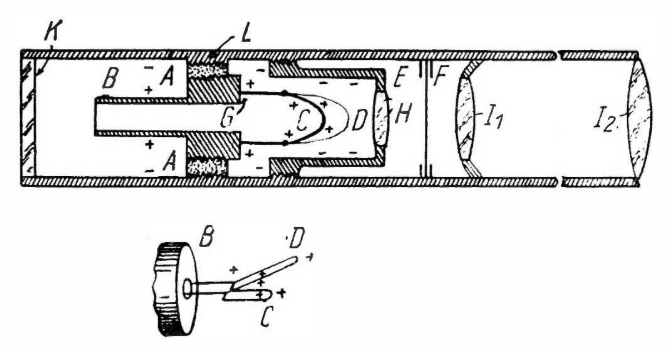


Abb. 96. Schema des Aufbaues eines Taschendosimeters. A: Isolator; B: Aufladeelektrode; C: Elektrode; D: Quarzschlinge mit aufgedampfter Metallschicht; E: Metallzylinder; F: durchsichtige Skala; G: Halterung des Systems; H: Objektiv; I: Okular; K: Glasfenster; L: Aluminiumrohr

der Skala F rückt. Nun wird das Fenster wieder eingeschraubt und das Taschendosimeter in Betrieb genommen, d. h., während der gesamten Arbeitszeit von der zu kontrollierenden Person (z. B. in der Brusttasche des Laboratoriumsmantels) getragen. Ist der betreffende Bearbeiter einer radioaktiven Bestrahlung ausgesetzt gewesen, so wird die Elektrode C durch die dadurch in der Kammer auftretende Ionisation entsprechend der empfangenen Dosisleistung entladen, was durch Annäherung des Elektrometerfadens D an die Elektrode C mittels des Mikroskopes auf der Skala F abgelesen werden kann, die direkt in Dosisleistung geeicht ist. Derartige „Taschendosimeter" werden im allgemeinen für Dosisleistungen von 0,03 bis 3 r gebaut.

A 2 Proportionalzähler. Die Proportionalzähler, die nach Abb. 92 im Bereiche von $U_2 - U_5$, hauptsächlich aber bei U_3, arbeiten, gestatten es, gesondert nebeneinander Strahlungen mit höherer und niedrigerer spezifischer Ionisation nachzuweisen. Da in ihnen selbst „Gasverstärkung" erfolgt, stellen sie bei weitem nicht so hohe

Anforderungen an die Verstärker wie die Ionisationskammern. Sie können auch zur Bestimmung des Energiespektrums von β-Strahlen benutzt werden, eine Aufgabe, die mit Ionisationskammern nur äußerst schwer zu lösen ist. Häufig werden Proportionalzähler auch zum Nachweis von schnellen oder langsamen Neutronen verwendet, wobei die relativ bedeutend niedrigeren Impulse durch Gamma-Strahlung durch Verwendung eines Diskriminators beseitigt werden können.

Beim Aufbau dieser Zähler, die in der Regel während ihres Betriebes mit einer Gasmischung aus 90% Argon und 10% Methan oder 96% Helium und 4% Isobutan bei Atmosphärendruck durchspült werden,

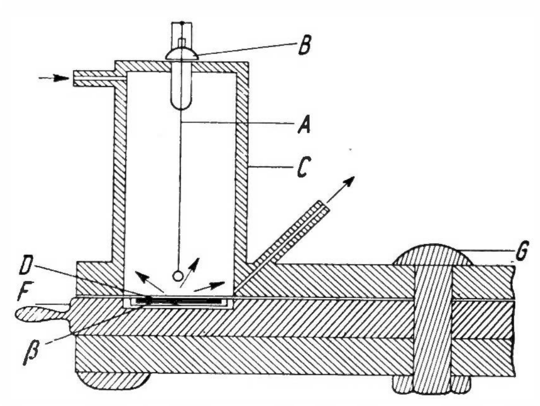


Abb. 97. Aufbauschema eines fensterlosen Zählers mit der Geometrie 2π. A: Anode; B: Isolator; C: Kathode; D: Präparatträger mit β-Präparat; F: Karussell; G: Achse

kann man grundsätzlich zwei Typen unterscheiden, solche mit einer „Geometrie 2π" und solche mit einer „Geometrie 4π".

Der Zähler vom „Typ 2π", von dem ein schematischer Schnitt in Abb. 97 wiedergegeben ist, besitzt mehrere Vertiefungen in der um die Achse G drehbaren Karussellplatte F, in die Präparatträger D mit den β-Strahlen aussendenden Präparaten gelegt werden. Die Anode A ist mittels eines Isolators B gasdicht und innerhalb des Kathodenzylinders C konzentrisch gehalten. Jedes das Präparat nach oben verlassende β-Teilchen zündet einen Impuls, dessen Amplitude meistens höher ist als die der evtl. durch Höhenstrahlung gezündeten Impulse.

Bei dem Proportionalzähler von „Typ 4π", dessen Aufbau die Abb. 98 im Schnitt erläutert, wird eine hauchdünne Schicht des β-Strahlen aussendenden radioaktiven Präparates auf eine ringförmige, ungefähr 1 μm dicke Folie D aufgetragen. Diese Folie wird dann mit

Hilfe der Ringmutter E zwischen die beiden (gleichzeitig so miteinander leitend verbundenen) Kathodenhälften C_1 und C_2 geklemmt. Auf diese Weise können also sämtliche das Präparat nach allen Richtungen (4π) verlassenden β-Teilchen gezählt werden, was besonders wichtig für Absolutmessungen an β-Strahler-Standardpräparaten ist.

A 3. GEIGER-MÜLLER-Zählrohre. Diese Zählrohre sind die meistverbreiteten Detektoren der Radioaktivität. Sie erzeugen bei Zündung durch verschieden stark ionisierende Teilchen entsprechend Abb. 92 (Bereich E) gleich große Impulse mit Amplituden von 0,1 bis 30 V und höher, je nach Wahl der einzelnen Parameter. Man unterscheidet nicht-selbstlöschende Zähler, die eine Edelgasfüllung ohne Zusätze besitzen, und selbstlöschende, die neben den Edelgasen noch sog. Löschgase wie Alkohol oder sonstige organische Dämpfe enthalten. Bei den nicht-selbstlöschenden Zählern muß der Arbeitswiderstand derartig hoch gewählt werden (über 10^8 MΩ), daß bei jedem Impuls die Spannung am Zähler unter die GEIGER-Schwelle sinkt, weil andernfalls die einmal gezündete Entladung nicht abbrechen würde. Der Zähler ist dann nach jedem Impuls relativ lange (mehrere ms bis 0,1 s) unfähig, weitere eintreffende Teilchen zu zählen. Aus diesem Grunde wird dieser Typ auch „langsamer Zähler" genannt.

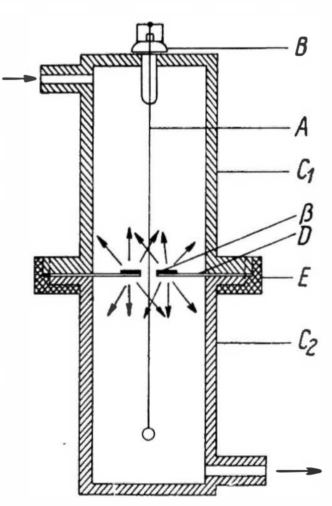


Abb. 98. Aufbauschema eines fensterlosen Zählers mit der Geometrie 4π. A: Anode; B: Isolator; C_1 und C_2: Kathodenhälften; D: Präparatträger mit β-Präparat: E: Ringmutter

Bei den selbstlöschenden Zählern wird der Abbruch der Entladung durch die Wirkung der Löschgasmoleküle auf die Entladung erzielt. Die mit organischen Gaszusätzen arbeitenden Zähler haben Betriebsspannungen um 1000 V; die mit Mischungen von Ar^+Ne^+Br-Dampf gefüllten, bei denen die Br-Moleküle das Löschgas darstellen, arbeiten mit Spannungen um 400 V und werden daher auch Niederspannungszähler genannt. Die Zeitspanne, innerhalb der diese selbstlöschenden, sog. „schnellen Zähler" nach jedem Impuls unfähig sind, ein neu eintreffendes Teilchen oder Quant zu zählen, beträgt nur ungefähr 100 μs. Das Blockschema einer Apparatur mit GEIGER-MÜLLER-Zähler zeigt Abb. 99. Die Arbeitsspannung wird von einer Hochspannungsquelle geliefert, der Impuls wird über einen

Verstärker verstärkt und durch einen Untersetzer mit Zählwerk gezählt.

Normalerweise werden GEIGER-MÜLLER-Zählrohre als vakuumdicht abgeschmolzene Entladungsröhren mit Gas- oder Dampf-Füllungen hergestellt, deren Druck niedriger als Atmosphärendruck ist. Von den vielen bekanntgewordenen Zählrohrkonstruktionen sind in Abb. 100 die beiden meistverbreiteten Typen in ihrem Aufbau schematisch wiedergegeben: das *fensterlose* GEIGER-MÜLLER-Rohr und das GEIGER-MÜLLER-Rohr mit *Strahleintrittsfenster.*

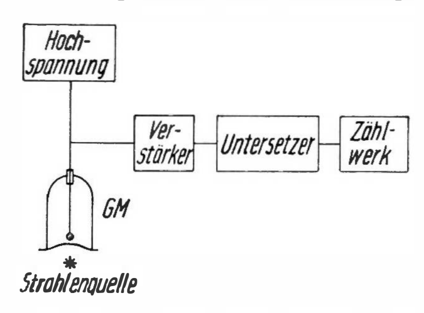


Abb. 99. Blockschema einer Zählapparatur mit GEIGER-MÜLLER-Rohr

GEIGER-MÜLLER-Zählrohre in einem normalen Glasrohr ohne besonderes Strahleintrittsfenster (Abb. 100, Teilbild a) dienen zum Nachweis kosmischer Strahlung und γ-Strahlung. Die Quantenausbeute derartiger Zähler für übliche γ-Strahlung zwischen 0,3 und 1,2 MeV beträgt ungefähr 0,5%, d. h., von 200 auffallenden Quanten wird nur

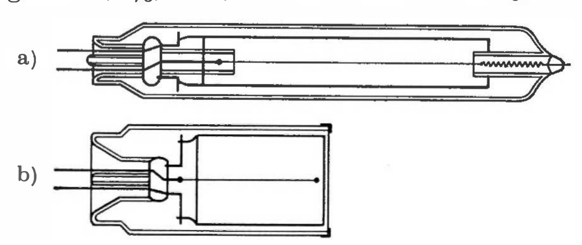


Abb. 100. Schematischer Aufbau der am häufigsten angewandten Formen von GEIGER-MÜLLER-Zählrohren

a) Zählrohr zum Nachweis von kosmischer und Gamma-Strahlung,

b) Zählrohr zum Nachweis weicher (Alpha-, Beta- und Gamma-)Strahlung mit Stirnfenster aus Glimmer

eins gezählt, doch ist die Quantenausbeute stark von der Energie der γ-Quanten abhängig, so daß man aus diesem Grunde von einer „spektralen Empfindlichkeit" spricht. Die Quantenausbeute ist hoch bei niedrigen Energien unter 0,1 MeV (Photoeffekt), hat dann ein Minimum bei ungefähr 0,3—0,7 MeV je nach dem in dem Zählrohr verwendeten Kathodenmaterial und steigt mit höheren Energien wieder an, um für kosmische Strahlung beinahe 100% zu betragen. Um die Quantenausbeute zu erhöhen, werden Kathoden aus schweren Metallen

wie W, Pt, Pb, Bi usw. verwendet. Auf diese Weise kann die Quantenausbeute auf das Vierfache und mehr gesteigert werden.

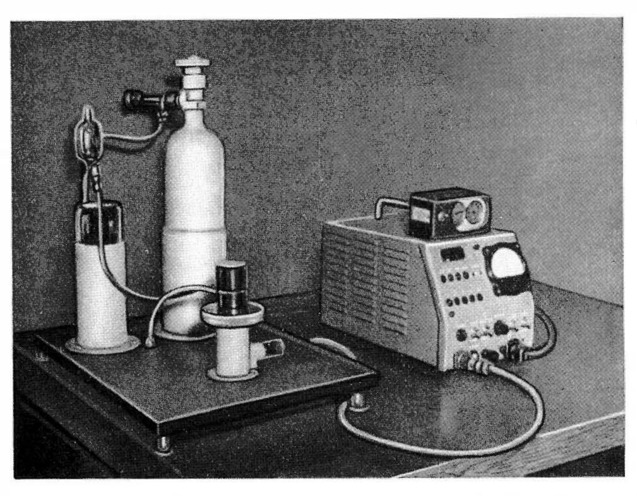


Abb. 101. Fensterloser Geiger-Müller-Zähler mit der Geometrie 4π

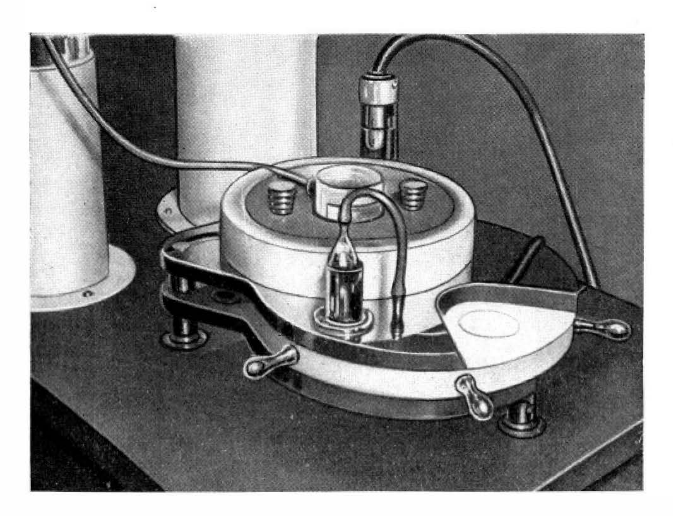


Abb. 102. Fensterloser Geiger-Müller-Zähler mit der Geometrie 2π

Zum Nachweis von Beta- und Alpha-Strahlung sowie von weicher γ-Strahlung, die bereits durch Glaswände stark absorbiert wird, benutzt man meist Geiger-Müller-Zählrohre in Glockenform mit einem Stirnfenster aus Glimmer einer Dicke von nur einigen μm, in dem die Absorption der nachzuweisenden Strahlung gering ist.

Für weiche β-Strahler wie $^{14}_{6}C$ und $^{35}_{16}S$ ist es jedoch vorteilhafter, fensterlose Zähler zu benutzen, da bei ihnen die sich auch im Glimmerfenster schon ziemlich bemerkbar machende Absorption fehlt. Fensterlose GEIGER-MÜLLER-Zählrohre sind genauso konstruiert wie die fensterlosen Proportionalzählrohre nach Abb. 97 und 98, sie werden auch wie diese mit Gasspülung unter Atmosphärendruck betrieben, unterscheiden sich jedoch durch die verwendete Gasfüllung und natürlich durch die Betriebsspannung (vgl. Abb. 92: Arbeitsbereich D für Proportionalzähler, Arbeitsbereich E für GEIGER-MÜLLER-Zähler). Als Spülgas findet meist Helium Verwendung mit 1% Isobutanzusatz oder Helium, das zuerst über eine auf —60 °C gekühlte Mischung von Alkohol und Äther strömt und dabei ungefähr 1% organische Dämpfe mit sich führt. Gegenüber den „fensterlosen Proportionalzählern" haben derartige Zähler den Vorteil größerer Einfachheit im Betrieb, da an die elektronische Apparatur nur geringe Anforderungen gestellt werden.

Abb. 101 zeigt die Ausführung eines fensterlosen GEIGER-MÜLLER-Zählers mit der Geometrie 4π. Das aus der im Bild sichtbaren Stahlflasche strömende Helium reißt Löschdämpfe beim Durchlaufen der von außen durch feste Kohlensäure gekühlten Mischung Alkohol-Äther mit, durchspült dann den eigentlichen Zähler und fließt schließlich über eine kleine Waschflasche in die Atmosphäre ab. Der Zähler arbeitet bei ungefähr 1500 V, seine Impulse werden mittels eines normalen Untersetzers gezählt. Die Ausführung eines fensterlosen GEIGER-MÜLLER-Zählrohrs mit der Geometrie 2π ist in Abb. 102 wiedergegeben. Zur Herabsetzung des sog. „Hintergrundes", d. h., der durch Höhenstrahlung und Aktivität der Umgebung verursachten, nicht gewünschten Impulse ist er mit 5 cm Blei abgeschirmt. In die im Bild deutlich sichtbare Vertiefung der Karussellplatte werden nacheinander die zu messenden Präparate eingelegt, die durch Drehung unter das eigentliche Zählrohr gelangen und in dieser Stellung auf radioaktive Strahlung hin gemessen werden.

A 4. Funkenzähler. Dieser Zähler findet sich nur vereinzelt in physikalischen Laboratorien. Es werden sowohl Spitzenfunkenzähler sowie Zähler mit Entladung längs eines Drahtes verwendet. Die schematische Anordnung bei der letztgenannten Ausführung zeigt Abb. 103. Zwischen der Anode aus Wolframdraht (⌀ ≈ 0,1 mm) und der im Abstand von 1—1,5 mm angeordneten Kathode liegt eine Gleichspannung von 3000—5000 V. Der Funkenzähler arbeitet an der Luft. Er spricht nur auf stark ionisierende Teilchen wie α-Partikel an, wobei jedesmal ein Funken gezündet wird. Treffen die Teilchen

in Richtung B (s. Abb. 103) in den Zählraum zwischen Anode und Kathode, so ist die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen im Betriebsspannungsbereich von 3500—4500 V beinahe spannungsunabhängig, während bei der in Richtung A einfallenden Teilchen die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen mit steigender Spannung zunimmt.

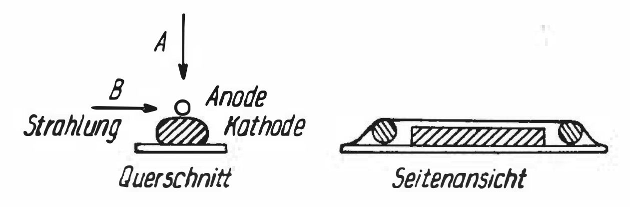


Abb. 103. Schematische Darstellung eines Funkenzählers

A 5. WILSONsche Nebelkammer. WILSON stellte schon im Jahre 1911 fest, daß in einem mit feuchtem Gas gefüllten Raum, in dem raschfliegende elektrisch geladene Teilchen entlang ihrer Bahn Ionisationen verursachen, sich bei plötzlicher Übersättigung des feuchten

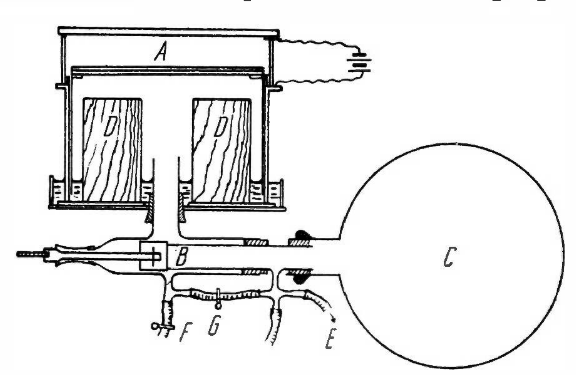


Abb. 104. WILSONS erste Nebelkammer zur Beobachtung von Bahnen ionisierender Teilchen

A: aktiver Raum, oben begrenzt durch eine Glasplatte, unten durch einen beweglichen Kolben, seitlich durch einen Glasring; B: Ventil; C: evakuierter Raum; D: Kolbenanschlag; E: Leitung zur Vakuumpumpe; F und G: Ventile zur Einstellung der Lage des Kolbens vor der Expansion

Gases Wassertröpfchen an den Ionen niederschlagen, und daß diese Tröpfchen und somit die Bahnen der Teilchen bei geeigneter Beleuchtung sichtbar gemacht werden können. Diese Methode wurde und wird noch viel zur Beobachtung von Kernreaktionen sowie der Wirkungen und Reaktionen der Höhenstrahlung benutzt.

Abb. 104 zeigt einen Schnitt durch die erste von WILSON gebaute Nebelkammer. Im zylinderförmigen aktiven Raum *A*, dem Expansionsraum, befindet sich das Präparat, dessen Strahlung beobachtet werden soll. Die den Raum *A* begrenzende Deckplatte sowie die ringförmige Seitenwandung sind aus Glas. Den Boden des aktiven Raumes bildet ein beweglicher Kolben von der Fläche der Deckplatte. Vor jeder Expansion wird kurze Zeit zwischen Kolben und einer am Rande der Deckplatte angebrachten Metallfolie eine Spannung angelegt, damit zuerst das elektrostatische Feld sämtliche Ionen beseitigt. Nach Abschalten des Feldes wird durch plötzliches Öffnen des Ventiles *B* der Raum unter dem Kolben mit dem evakuierten Gefäß *C* verbunden, so daß sich der Kolben bis zum Anschlage *D* nach unten bewegt, wobei im Expansionsraum Übersättigung erzielt wird und die Bahnspuren der zu beobachtenden Strahlen sichtbar werden. Die Ventile *F* und *G* dienen zur Einstellung der Lage des Kolbens vor der Expansion. Der Glasring wird seitlich beleuchtet, die Bahnen werden durch die Deckplatte hindurch meist photographisch aufgenommen. Im Magnetfeld befindliche Nebelkammern gestatten, durch Bestimmung des Krümmungsradius von Teilchen deren Energie zu bestimmen.

Sogenannte „Diffusions-Nebelkammern", in denen eine stabile Zone der Übersättigung besteht, gestatten, in dieser Zone laufend kernphysikalische Prozesse zu beobachten.

Gruppe B. Detektoren, denen die Messung der Strahlungswirkung auf feste oder flüssige Stoffe zugrunde liegt

B 1. Szintillationszähler. Diese Zähler bestehen aus einem lumineszierenden Material, in dem die nachzuweisende Strahlung Szintillationen hervorruft, und einem Sekundär-Elektronen-Vervielfacher (SEV)[1]), in dem die pro Szintillation ausgesandten Photonen Photoelektronen auslösen, deren Anzahl an den einzelnen Dynoden nacheinander bis um etwa 6 Größenordnungen verstärkt wird. Der an dem Anodenwiderstand des SEV entstehende Spannungsimpuls wird ähnlich wie der Impuls einer Ionisationskammer verstärkt, sodann werden mittels Diskriminators die kleinen Impulse, die durch thermisches Rauschen der Photokathode (Elektronenemission bei normaler Temperatur) verursacht werden, abgeschnitten, und schließlich

[1]) Heute werden vorwiegend Photozellen mit eingebauten Sekundär-Elektronen-Vervielfachern verwendet, die Frontfenster und halblichtdurchlässige Photokathoden vom Typ Sb-Cs besitzen

wird der so „gereinigte“ Impuls einem Untersetzer mit Zählwerk oder einem Integrator zugeführt. Ein Blockschema der gesamten Meßanordnung zeigt Abb. 105. Als lumineszierende Materialien werden anorganische oder organische Kristalle, organische Lösungen oder plastische Polymere verwendet. Die wichtigsten hierfür in Frage kommenden Stoffe sind mit ihren physikalischen Eigenschaften in Tab. E 6/2 zusammengestellt.

In Kristallen sind die Lichtimpulse und damit auch die im SEV lichtelektrisch erzeugten Impulse proportional der Energie der einfallenden Strahlung. Diese Eigenschaft wird in den sog. Szintillationsspektrometern benutzt, in denen Impulsspektren und damit das Spektrum der einfallenden Strahlung durch Diskriminatoren bestimmt werden.

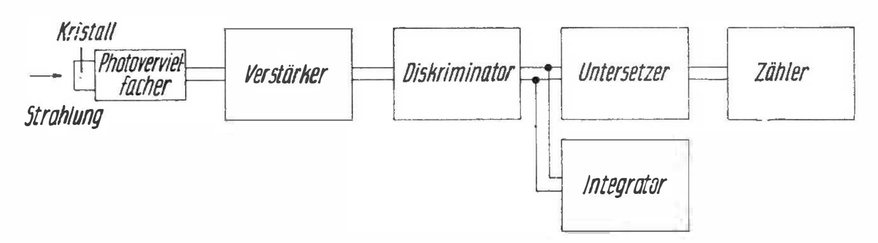


Abb. 105. Blockschema einer Szintillationszähleranordnung

Die Szintillationszähler haben viele Vorteile, wie z. B. hohe Quantenausbeuten beim Nachweis von γ-Strahlung (bis beinahe 100 %), schnelle Ansprechgeschwindigkeit (10^{-8} s), Möglichkeit der Bestimmung des Energiespektrums, Konstruktionsmöglichkeit von richtungsabhängigen Detektoren u. a. m. Ihre Nachteile bestehen darin, daß die zugehörige Meßapparatur komplizierter ist als die für GEIGER-MÜLLER-*Zähler*, und daß die SEV und die Szintillationsstoffe altern. Ähnlich wie Ionisationskammern können Szintillationszähler auch im Strombetrieb arbeiten, wobei direkt der Anodenstrom des SEV gemessen wird. Solche Szintillationsintensimeter haben viele Anwendungen, besonders in der Medizin, gefunden.

B 2. Kristallzähler. Diese Zähler arbeiten auf Grund des Effektes, daß in manchen isolierenden Kristallen, wie z. B. Diamant bei Raumtemperatur, und in mit flüssiger Luft gekühlten Kristallen, wie z. B. AgCl, TlBr-TlJ-Mischkristallen oder ZnS, die in einem elektrischen Feld mit einem Gradienten von 200 V/mm liegen, unter Wirkung von Strahlung Stromimpulse entstehen, die nach Verstärkung registriert werden können. Der Vorteil dieser Zähler besteht in der Möglichkeit kleiner Zählräume. Andere Halbleiterkristalle wie

E 6/2. Eigenschaften der wichtigsten Szintillationssubstanzen

Art	Substanz	Dichte	Brechungsindex	Zeitkonstante 10^{-9} s	Maximum des Emissionsspektrums Å	Relative Lichtausbeute	Für Strahlungsart
Anorganische Kristalle	NaI/Tl	3,67	1,7745	250	4100	100	β, γ
	$CdWO_4$	7,90	2,2—2,3	1000	5200	100	γ, n
	$CaWO_4$	6,1		6000	4300	50	γ
	ZnS-Ag			5000	4500	100	α
Organische Kristalle	Anthrazen	1,25	1,59	36	4400	48	α, p, d, β
	Transstilben	1,16	1,622	5	4100	28	α, p, d, β
Organische Flüssigkeiten	Xylen+Terphenyl-Diphenylhexatrien	0,86	1,500	5	4500	23	γ, KS[1]
	Xylen+Terphenyl	0,86	1,5	3	4000	16	γ, KS[1]
Organische plastische Substanzen	Polystyren-Tetraphenylbutadien	1,06	1,595	5	4000	17	γ, KS[1]
	Polyvinyltoluen+Terphenyl+Diphenylstilben			3	4400	23	γ, KS[1]

[1]) KS = kosmische Strahlung = Höhenstrahlung.

CdS weisen unter Bestrahlung starke Änderungen des inneren Widerstandes auf.

B 3. Filmemulsionen. Diese Emulsionen dienen als Meßmittel der Radioaktivität 3 Zwecken:

a) Messung der Schwärzung von Filmen zur Bestimmung der Dosisleistung (s. Kap. E 5).

b) Verfolgen der Spuren kosmischer Strahlung in der Filmemulsion auf Grund der Erscheinung, daß entlang der Bahn der Teilchen nach Entwicklung Silberkörnchen sichtbar werden, ähnlich wie die Wassertröpfchen beim Bahnnachweis in der WILSON-Nebelkammer. Auf diese Weise können in Emulsionen das Verdampfen von Kernen, ferner die Λ-Teilchen und viele andere interessante Erscheinungen beobachtet werden. Die Filmplattentechnik hat jedenfalls viel zur Erforschung der Höhenstrahlung beigetragen.

c) Für Zwecke der Autoradiographie, d. h. der Bestimmung der Verteilung radioaktiver Stoffe in einer Substanz durch Schwärzung der Filmplatte an den betreffenden von radioaktiven Strahlen getroffenen Stellen. Autoradiographie von Uranerzen wurde zuerst von BECQUEREL beobachtet und führte seinerzeit zur Entdeckung der Radioaktivität. Heute ist die Autoradiographie eine in Biologie, Chemie, Metallurgie und Technik weitverbreitete Forschungsmethode.

B 4. Chemische Detektoren. Unter der Wirkung radioaktiver Strahlung können viele chemische Reaktionen ausgelöst werden, die gut meßbare Veränderungen, beispielsweise des pH-Faktors, hervorrufen. Durch Zugabe eines geeigneten chemischen Indikators kann aus der Verfärbung der Lösung auf die Dosisleistung geschlossen werden. Chemische Dosimeter sind jedoch wenig empfindlich.

B 5. Kalorimetrische Bestimmung der Aktivität. Umgibt man ein stark radioaktives Präparat mit einem derartig dicken Bleimantel, daß in ihm der größte Teil der ausgesandten Energie absorbiert wird, und ist das ganze System gut thermisch isoliert, so kann ein Temperaturanstieg pro Zeiteinheit gemessen werden, der direkt proportional der Gesamtaktivität des Präparates ist.

F. Höhenstrahlung

F 1. Herkunft und Eigenschaften der Höhenstrahlung, Kernzertrümmerung und schwere Teilchen

Die *Höhenstrahlung* oder *kosmische Strahlung*, eine Korpuskularstrahlung, entsteht bei Kernprozessen auf heißen Sternen und im interstellaren Raum und soll durch elektrische Felder in diesem Raum beschleunigt werden. Die bei den Kernprozessen auf unserer Sonne entstehenden Höhenstrahlen sind bedeutend weicher als diese *intergalaktischen Höhenstrahlen.*

Die Wärmestrahlung unserer Sonne wird durch thermonukleare Reaktionen (d. h. Kernreaktionen, die nur bei hohen Temperaturen von vielen Millionen Grad Celsius stattfinden können) (s. a. Kap. D 14) hervorgerufen, zum Beispiel durch folgenden Reaktionszyklus, bei dem Wasserstoff ($^1_1H^+ = p$) zu Helium ($^4_2He^{++} = \alpha$) „verbrennt“[1].

$$\left.\begin{array}{l} ^{12}_{6}C + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{13}_{7}N^* \rightarrow ^{13}_{6}C + ^{\;\,0}_{+1}\beta \\ ^{13}_{6}C + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{14}_{7}N \\ ^{14}_{7}N + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{15}_{8}O^* \rightarrow ^{15}_{7}N + ^{\;\,0}_{+1}\beta \\ ^{15}_{7}N + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{4}_{2}\alpha \end{array}\right\} . \qquad \text{(F 1/1)}$$

Dieser Reaktionszyklus dauert durchschnittlich 50 Millionen Jahre und liefert etwa 5 % der Gesamtenergie. Die Reaktionsenergie resultiert aus der Massendifferenz von 4 Protonen und 1 Alphateilchen. Es finden auch die in Tabelle D 14/1 angeführten und andere thermonukleare Reaktionen statt.

Besonders wichtig für unsere Sonne ist die Reaktion

$$^1_1H + ^1_1H \rightarrow ^2_1D + ^{\;\,0}_{+1}\beta, \qquad \text{(F 1/2)}$$

die bei einer Temperatur von $2 \cdot 10^7$ °K und einer Dichte von 80 g/cm³ bei einer Wasserstoffkonzentration von 35 % eine Energie von 2,2 erg/g · s liefert, was ungefähr der Energie entspricht, die die Sonne ausstrahlt. Die mittlere Reaktionslebensdauer (s. Kap. D 14) der Wasserstoffkerne beträgt unter den angeführten Bedingungen $1{,}2 \cdot 10^{11}$ Jahre.

---

[1]) Mit Sternchen versehene Isotope (*) sind radioaktiv, Isotope ohne Sternchen stabil.

Auf 1 cm² Erdoberfläche fallen durchschnittlich pro Minute 1—2 Höhenstrahlen. Man nimmt an, daß im Raume außerhalb unserer Erde ungefähr 1 Proton pro cm³ der primären Höhenstrahlung enthalten ist. Das heißt, diese Strahlung besitzt eine durchschnittliche Dichte von 10^{-24} g/cm³, was bei den riesengroßen Abmessungen des Weltalls ungeheuere Massen ergibt.

Die aus dem Weltraum kommende „primäre Höhenstrahlung" besteht zu 90—95% aus positiv geladenen Teilchen, und zwar überwiegend Protonen, in bedeutend geringerem Maße aus α-Teilchen und Kernen schwererer Atome mit Ordnungszahlen bis $Z = 40$. Mit Sicherheit wurden Fe-Kerne nachgewiesen, die voraussichtlich von der Sonne ausgesandt werden, denn ihre Häufigkeit hängt von der Stellung der Erde zur Sonne ab. Das Energiespektrum der Teilchen der primären kosmischen Strahlung hat ein Maximum bei 10^{10} eV, es werden aber einzelne Teilchen mit Energien von 10^{15} bis 10^{17} eV beobachtet. Die primäre Strahlung hat keine bevorzugte Richtung, sie ist somit räumlich isotrop. Es gibt zur Zeit drei Theorien über den Ursprung der kosmischen Strahlung.

Nach der ersten entsteht die Höhenstrahlung in unserem Sonnensystem. Durch sie erklärt sich gut die Gegenwart schwerer Teilchen in der primären kosmischen Strahlung, wie z. B. des Eisens. Nicht erklärlich ist dagegen die Raumisotropie, und schwer erklärlich sind die ungeheuren Energien der kosmischen Strahlung.

Nach der zweiten Theorie entsteht die kosmische Strahlung in der Milchstraße. Durch diese Theorie läßt sich die Raumisotropie gut erklären, nicht erklärlich sind jedoch die schweren Teilchen sowie die ungeheueren Energien. Die Energie der im Raum der Milchstraße befindlichen Teilchen der kosmischen Strahlung entspricht nämlich der Rotationsenergie sämtlicher in diesem System befindlichen Sterne.

Nach der dritten Theorie werden die von heißen Sternen, also auch von unserer Sonne, ausgesandten Teilchen in elektromagnetischen Feldern vieler rotierender Himmelskörper, Sonnen- und Sternflecken, Sternen mit veränderlichen Magnetfeldern oder Wolken interstellarer Masse beschleunigt und erhalten so schrittweise ihre ungeheuere Energie. Man kann somit in gewisser Beziehung von kosmischen Rotationsbeschleunigern sprechen. Diese Theorie entspricht heute am besten den experimentellen Beobachtungen der primären kosmischen Strahlung und der in ihr festgestellten Masseteilchen.

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre reagieren die primären Höhenstrahlen mit der Materie der Atmosphäre und rufen die „*sekundäre*

F 1/1. Zusammenstellung der in der Höhenstrahlung beobachteten Teilchen und ihrer Zerfallsschemen (nach JAPPA)

Teilchen	Ladung	Masse (in Elektronenmassen ausgedrückt)	Lebensdauer (s)	Zerfallsschema
		Leptonen		
e^+	$+1$	1		
e^-	-1	1	∞	
μ^+	$+1$	206,33	$2{,}22 \times 10^{-6}$	$\mu^+ \to e^+ + \nu + \nu$ [1]
μ^-	-1	206,7	$2{,}22 \times 10^{-6}$	$\mu^- \to e^- + \nu + \nu$
ν	0	0		
		Mesonen		
π°	0	263,9	$< 5 \times 10^{-16}$	$\pi^\circ \to \gamma + \gamma$
π^+	$+1$	273,4	$2{,}56 \times 10^{-8}$	$\pi^+ \to \mu^+ + \nu$
π^-	-1	272,4	$2{,}56 \times 10^{-8}$	$\pi^- \to \mu^- + \nu$
$\tau^\pm$, $K^\pm_{\pi 3}$	± 1	965,5	$1{,}24 \times 10^{-8}$	$\tau^\pm \to \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$
τ°, $K^\circ_{\pi 3}$	0			$\tau^\circ \to \pi^\circ + \pi^+ + \pi^-$
τ', $K'_{\pi 3}$	± 1	967	10^{-8}	$\tau' \to \pi^\pm + \pi^\circ + \pi^\circ$
θ°, $K^\circ_{\pi 2}$	0	971	$0{,}95 \times 10^{-10}$	$\theta^\circ \to \pi^+ + \pi^-$
$\varkappa$, $\theta^\pm$, $K^\pm_{\pi 2}$	± 1	969	$1{,}4 \times 10^{-8}$	$\theta^\pm \to \pi^\pm + \pi^\circ$
$K^\pm_\mu$, $K^\pm_{\mu 2}$	± 1	958	$1{,}3 \times 10^{-8}$	$K^\pm_{\mu 2} \to \mu^\pm + \nu$
$\varkappa^\pm$, $K^\pm_{\mu 3}$	± 1	955	10^{-8}	$K^\pm_{\mu 3} \to \mu^\pm + \pi^\circ + \gamma$
$\varkappa^\circ$, $K^\circ_{\mu 3}$	0			$K^\circ_{\mu 3} \to \mu^\pm + \pi^\pm + \nu$
$K^\pm_e$, $K^\pm_{e 3}$	± 1	~ 1000		$K^\pm_{e 3} \to e^\pm + \pi^\circ + \nu$
K°_e, $K^\circ_{e 3}$	0			$K^\circ_{e 3} \to e^\pm + \pi^\mp + \nu$
^{550}K		500—600	?	?
^{1450}K		1200—1450	$> \sim 5 \times 10^{-9}$	?
		Nukleonen		
p^+	$+1$	1836,12	∞	
p^-	-1	1840	$\sim 5 \times 10^{-8}$	
n	0	1838,65	750	$n \to p^+ + e^- + \nu$
		Hyperonen		
Λ°	0	2182	$2{,}85 \times 10^{-10}$	$\Lambda^\circ \to p^+ + \pi^-$
Y^+ (Σ^+)	$+1$	2333	$0{,}69 \times 10^{-10}$	$Y^+ \to p^+ + \pi^\circ$
$Y^\pm$ $(\Sigma^\pm)$	± 1	2333	$1{,}6 \times 10^{-10}$ 3×10^{-10}	$Y^\pm \to n + \pi^\pm$
Y^- (Ξ^-)	-1	2586	10^{-10}	$Y^- \to \Lambda^\circ + \pi^-$

[1]) ν = Neutrino s. Kap. B 2 (Beta-Zerfall).

Höhenstrahlung" hervor. Diese besteht aus positiv oder negativ geladenen Masseteilchen und neutralen Masseteilchen.

Eine neuere Zusammenstellung aller in der Höhenstrahlung vorgefundenen Teilchen zeigt Tab. F 1/1.

Da die in der Höhenstrahlung beobachteten Teilchen sehr energiereich sind, können sie stark endothermische Kernreaktionen einleiten, die zu völligen „*Kernzersplitterungen*"[1]) führen können, wie sie als sog. „*Sterne*" in Photoemulsionen und in WILSON-Nebelkammern zum Teil beobachtet werden, weil bei solchen Prozessen die Elementarteilchen des zertrümmerten Kernes nach allen Seiten „verdampfen". Es sind auch mehrfache Kernzertrümmerungen beobachtet worden, bei denen ein durch die erste Kernzertrümmerung erzeugtes Meson eine zweite Kernzertrümmerung und diese wiederum eine dritte hervorrief. Das Problem einer Atomenergiegewinnung durch derartige Mesonen-Kettenreaktionen ist jedoch noch ungeklärt. Der Intensitätsverlauf der kosmischen Strahlung als Funktion der durchlaufenen Luft-Schichtdicke ist aus der folgenden Abb. 106 ersichtlich.

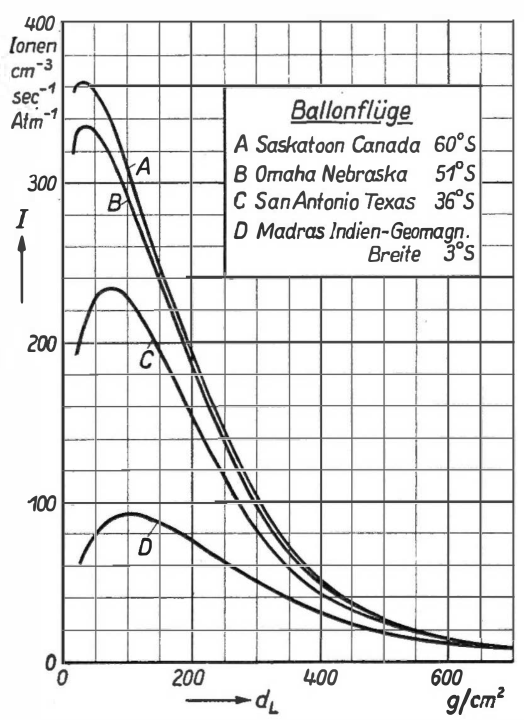


Abb. 106. Intensität der Höhenstrahlung I für Meßpunkte auf verschiedenen geomagnetischen Breiten als Funktion der durchlaufenen Luftschicht d_L, gemessen in g/cm²

Die sekundäre Höhenstrahlung ist sehr hart und durchdringt selbst 12 cm Blei. Derartig harte Höhenstrahlen werden daher auch „*harte Komponenten der Höhenstrahlung*" genannt, im Gegensatz zu „*weichen Komponenten*", die 12 cm Blei nicht mehr durchdringen können und die ihrerseits durch die sekundäre Höhenstrahlung als tertiäre Höhenstrahlung erzeugt werden.

Die weiche Komponente setzt sich wie folgt zusammen:

[1]) S. Sandsackmodell Kap. A 3 u. D 1.

1. Aus der *kosmischen Kaskadenstrahlung*[1]). Sie besteht aus Elektronen, Positronen und γ-Quanten, die sich in der Atmosphäre nach den Gesetzen der Kaskadentheorie ineinander umwandeln. Die Kaskadenstrahlung stellt in Höhen über 7 km den Hauptanteil der kosmischen Strahlung dar, sinkt jedoch auf Meeresniveau auf einen Bruchteil ihrer Anfangsintensität.

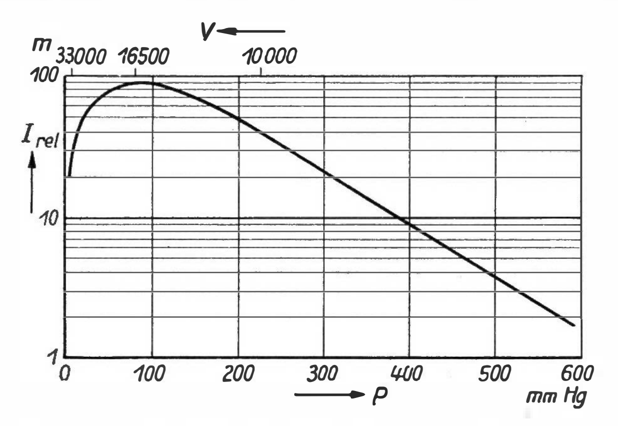


Abb. 107. Verlauf der relativen Intensität I_{rel} der langsamen Neutronen in der kosmischen Strahlung, abhängig von Höhe V (letztere auch gemessen durch den barometrischen Druck P)

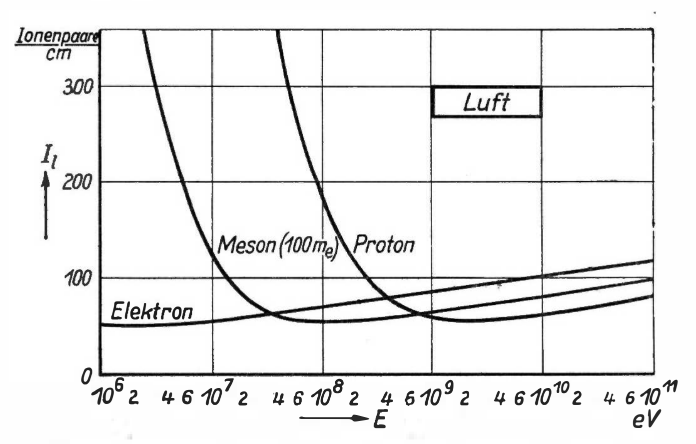


Abb. 108. Theoretische spezifische Ionisationsfähigkeit I_l in Luft von Korpuskularteilchen hoher Energie E, wie sie in der Höhenstrahlung vorkommen

[1]) Nicht zu verwechseln mit der γ-Kaskadenstrahlung beim γ-Zerfall (s. Kap. B 3 und Abb. 25).

2. Aus der *weichen Sekundärstrahlung der Mesonen.* Diese sind ebenfalls Elektronen, Positronen und γ-Quanten, die durch Streuprozesse

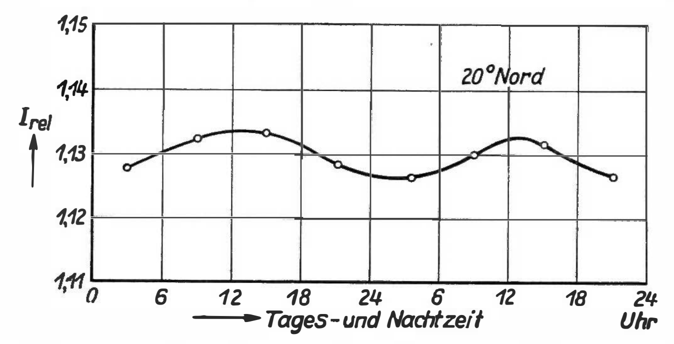


Abb. 109. Charakteristischer Verlauf der relativen Höhenstrahlungsintensität I_{rel} mit der Tageszeit, gemessen für eine geomagnetische Breite von 20° Nord

von Mesonen und durch radioaktiven Zerfall gebildet werden. Diese tertiäre Strahlung steht mit der sekundären harten (Mesonen-) Komponente der Höhenstrahlung beinahe im Gleichgewicht.

3. Aus der *Protonen- und Neutronen-Komponente.* Der Verlauf der relativen Intensität dieser langsamen Neutronen in der kosmischen Strahlung ist in Abb. 107 wiedergegeben.

Da die in der Höhenstrahlung vorkommenden Protonen, Elektronen und Mesonen die Luft der Erdatmosphäre ionisieren, ist in Abb. 108

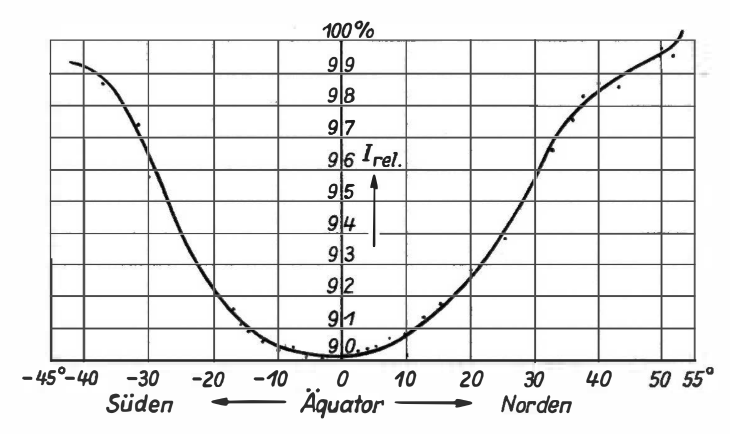


Abb. 110. Verlauf der relativen Intensität I_{rel} der Höhenstrahlung mit der magnetischen Breite, vgl. auch Abb. 106

die theoretische spezifische Ionisationsfähigkeit für Teilchenenergien, wie sie in der kosmischen Strahlung vorkommen, aufgetragen.

Da auch Kernprozesse auf der Sonne zur Höhenstrahlung beitragen, ist ein periodisches Schwanken der Höhenstrahlenintensität während der Tageszeiten erklärlich mit einem Maximum am Mittag und mit einem Minimum um Mitternacht entsprechend Abb. 109.

F 2. Geomagnetische Effekte

Das magnetische Feld der Erde lenkt die geladenen Teilchen der primären Höhenstrahlung aus ihrer ursprünglichen Richtung ab und verhindert bei energiearmer Strahlung sogar überhaupt ihr Eindringen in die Atmosphäre oder wenigstens ihr Auftreffen auf die Erdoberfläche. Das magnetische Feld der Erde wirkt somit wie ein „magnetischer Analysator": Es können nur die energiereichsten Höhenstrahlen am Äquator in die Atmosphäre eindringen. Die minimale Energie E_{min} [eV], die ein Höhenstrahl haben muß, um in die Erdatmosphäre in vertikaler Richtung eintreten zu können, ist

$$E_{min} = 1{,}5 \cdot 10^{10} \cos^2 \theta, \qquad \text{(F 2/1)}$$

wo θ die magnetische Breite ist. Die Veränderung der Intensität der Höhenstrahlung mit der magnetischen Breite gibt Abb. 110 wieder.

Mißt man die Intensität der sekundären + tertiären Höhenstrahlung in einem Punkt, einmal nach Westen, das andere Mal nach Osten, jedoch jedesmal unter demselben Zenitwinkel, so findet man in der Westrichtung eine höhere Intensität als in der Ostrichtung. Dieser „*Ost-West-Effekt*" der Höhenstrahlung beweist, daß die primäre Höhenstrahlung, die die sekundäre und tertiäre erzeugt, positive Ladung haben muß.

G. Literaturverzeichnis[1]

a) Bücher

ACHIEZER, A., und J. POMERANSCHUK: Niekotorye voprosy teorii jadra. Moskau 1951.

ANDREW, E. R.: Nuclear Magnetic Resonance. Cambridge 1955.

ARDENNE, M. v.: Tabellen zur angewandten Kernphysik. Berlin 1956.

AUTORENKOLLEKTIV: The Effects of Atomic Weapons. Washington 1950.

BACON, G. E.: Neutron Diffraction. Oxford 1955.

BALDIN, A. M., V. I. GOLDANSKIJ und I. L. ROSENTAL: Kinematika jadernych reakcii j. Moskau 1959.

BARANOW, W. I.: Radiometrie. Deutsche Übersetzung: Leipzig 1959.

BAUER, H. A.: Grundlagen der Atomphysik. Wien 1951.

BEIER, W., und E. DÖRNER: Isotopen-Fibel für den Arzt, 2. Aufl. Leipzig 1958.

BERND, R.: Die Reaktoren und ihre physikalischen Grundlagen. Halle 1958.

BETHE, H. A., und F. DE HOFFMANN: Mesons and Fields. New York 1955.

BETHE, H. A., und P. MORRISON: Elementary Nuclear Theory. New York 1956.

BLATT, J. M., und V. F. WEISSKOPF: Theoretische Kernphysik. Deutsche Übersetzung: Leipzig 1959.

BLOCHINZEW, D. I.: Grundlagen der Quantenmechanik. Deutsche Übersetzung: Berlin 1957.

BRADFORD, J. R.: Radioisotopes in Industry. New York 1953.

BRESSLER, S. J.: Die radioaktiven Elemente. Deutsche Übersetzung: Berlin 1957.

BRODA, E., und TH. SCHÖNFELD: Radiochemische Methoden der Mikrochemie, 2. Band des Handbuches der Mikrochemischen Methoden. Wien 1956.

BRODA, E., und TH. SCHÖNFELD: Die technischen Anwendungen der Radioaktivität, 2. Aufl. Berlin 1956.

BROGLIE, L. DE: Die Elementarteilchen. Hamburg 1943.

CORK, J. M.: Radioactivity and Nuclear Physics. New York 1947.

DJATSCHENKO, P. J. u. a.: Verschleißuntersuchungen mit Hilfe radioaktiver Isotope. Deutsche Übersetzung: Berlin 1958.

DSHELEPOW, B. S., und L. K. PEKER: Decay Schemes of Radioactive Nuclei. Moskau 1958.

DSHELEPOW, B., und S. PETROWITSCH: Tabellen der Atomkerne. Deutsche Übersetzung: Berlin 1951.

EISENBUD, L., und E. P. WIGNER: Nuclear Structure. Princeton 1958.

---

[1]) Sämtliche wichtigen Veröffentlichungen auf dem Gebiete der Kernphysik sind verzeichnet in: *An International Bibliography on Atomic Energy*; Atomic Energy Group, United Nations, New York., Volume 2, Scientific Aspects, 1951, sowie die seither erschienenen Ergänzungsbände.

EWALD, H., und H. HINTENBERGER: Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie. Weinheim, Bergstraße, 1953.
EWANS, D. R.: The Atomic Nucleus. New York 1955.
FERMI, E.: Nuclear Physics. Chicago 1950.
FRENKEL, J. I.: Prinzipien der Theorie der Atomkerne. Deutsche Übersetzung: Berlin 1957.
FRIEDLÄNDER, G., und J. W. KENNEDY: Introduction to Radiochemistry. New York 1949.
FRISCH, O. R.: Progress in Nuclear Physics. Band 1 (wird laufend ergänzt). London 1950.
GALANIN, A. D.: Theorie der thermischen Kernreaktoren. Deutsche Übersetzung: Leipzig 1959.
GAMOV, H., und C. L. CRITCHFIELD: Theory of the Atomic Nucleus. London 1949.
GENTNER, W., H. MAIER-LEIBNITZ und W. BOTHE: Atlas typischer Nebelkammerbilder. Berlin 1940.
GLASSTONE, S.: Principles of Nuclear Reactor Engineering. Princeton 1955.
GLASSTONE, S., und M. C. EDLUND: The Elements of Nuclear Reactor Theory. London 1952.
GOODMAN, C.: The Science and Engineering of Nuclear Power. Cambridge, Mass. 1949.
GORSCHKOV, G. V.: Gamma-izlutschenije radioaktivnych tiel. Moskau 1959.
GUSSEW, N. G.: Leitfaden für Radioaktivität und Strahlenschutz. Deutsche Übersetzung: Berlin .....
Handbuch der Physik (Hrsgb. S. FLÜGGE). Berlin
Band 38/1 Äußere Eigenschaften der Atomkerne. 1958.
Band 38/2 Neutronen und verwandte Gammastrahlenprobleme. 1959.
Band 39 Bau der Atomkerne. 1957.
Band 40 Kernreaktionen. 1957.
Band 41/1 Kernreaktionen II, Theorie. 1959.
Band 42 Kernreaktionen III. 1957.
Band 44 Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik (Meßtechnik). 1959.
Band 45 Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik (Beschleuniger). 1958.
HART, H., und E. KARSTENS: Radioaktive Isotope in der Dickenmessung. Berlin 1958.
HAUSNER, H. H., und ST. B. ROBOFF: Materials for Power Reactors. New York 1955.
HEBER, G., und G. WEBER: Grundlagen der modernen Quantenphysik, Tl. 1: Quantenmechanik; Tl. 2: Quantenfeldtheorie. Leipzig 1956.
HEISENBERG, W.: Theorie des Atomkerns. Göttingen 1951.
HERFORTH, L., und H. KOCH: Radiophysikalisches und radiochemisches Grundpraktikum. Berlin 1959.
HERTZ, G. u. a.: Grundlagen und Arbeitsmethoden der Kernphysik. Berlin 1957.
HERTZ, G. u. a.: Lehrbuch der Kernphysik. Leipzig.
Band 1: Experimentelle Verfahren. 1958.
Band 2: Physik der Atomkerne. 1959.
Band 3: Angewandte Kernphysik. 1960.

HIRSCHFELDER, J. O., S. GLASSTONE u. a.: The Effects of Atomic Weapons. New York 1950.
HOAG, J. B. und A. S. KORFF: Electron and Nuclear Physics. New York 1948.
HOCKER, K., und K. WEIMER: Lexikon der Kern- und Reaktortechnik. Stuttgart 1959.
HUGHES, D. J.: Pile Neutron Research. Cambridge, Mass. 1953.
HUGHES, D. J.: Neutron Cross Sections. New York 1955.
HYDE, E. K., und G. T. SEABORG: The Transuranium Elements (s. Handbuch der Physik, Band 42, 1957).
JOOS, G.: Lehrbuch der theoretischen Physik. Leipzig 1956.
KATZ, J. J., und E. RABINOWITSCH: The Chemistry of Uranium, I. u. II. New York 1951.
KMENT, V., und A. KUHN: Technik des Messens radioaktiver Strahlung. Leipzig 1960.
KOLLATH, R.: Teilchenbeschleuniger. Berlin 1957.
KOPFERMANN, H.: Kernmomente. Leipzig 1940.
KOŘSUNSKI, M. I.: Isomerie der Atomkerne. Deutsche Übersetzung: Berlin 1957.
KULIKOW, I. S., und I. A. POPOW: Radioaktive Isotope in der Metallurgie. Deutsche Übersetzung: Berlin 1958.
KUNZ, W., und J. SCHINTLMEISTER: Tabellen der Atomkerne, Teil 1: Eigenschaften der Atomkerne, Band 1 bis Sn, 1958; Band 2 bis No, 1959; Teil 2: Kernreaktionen. Berlin.
LANDOLT-BÖRNSTEIN: Atom- und Molekularphysik, 5. Teil: Atomkerne und Elementarteilchen. Berlin 1952.
LAPP, R. E., und H. L. ANDREWS: Nuclear Radiation Physics. New York 1949.
LAVRUCHINA, A. K.: Uspiechi jadernoj chimii. Moskau 1959.
LEJPUNSKIJ, O. I.: Gamma-izlutschenije atomnogo vzryva. Moskau 1959.
LINDNER, H.: Grundriß der Atom- und Kernphysik. Leipzig 1959.
LITTER, D. J., und J. F. RAFFLE: An Introduction to Reactor Physics. New York 1955.
LIVINGSTON, M. S.: High Energy Accelerators. New York 1954.
LÖSCHE, A.: Kerninduktionen. Berlin 1957.
MACKE, W.: Quanten. Leipzig 1959.
MALJAROV, V. V.: Osnovy teorii atomnoga jadra. Moskau 1959.
MARKOW, M. A.: Hyperonen und K-Mesonen. Deutsche Übersetzung: Berlin 1959.
MARSCHUK, G. I.: Tschisliennyje metody rastschota jadernych reaktorov. Moskau 1958.
MATTAUCH, J., und S. FLÜGGE: Kernphysikalische Tabellen. Berlin 1942.
MAYER, M. G., und J. H. D. JENSEN: Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. London 1955.
MAYNEORD, W. V.: Some Applications of Nuclear Physics to Medicine. London 1950.
MEYER, ST., und E. SCHWEIDLER: Radioaktivität. Leipzig 1927.
MIALKI, W.: Kernverfahrenstechnik. Berlin 1958.
MÜNZINGER, F.: Atomkraft. Berlin 1957.
MURRAY, R. L.: Einführung in die Kerntechnik. Deutsche Übersetzung: Berlin 1959.

PAULI, W.: Meson Theory of Nuclear Forces. New York 1946.

PERLMAN, I., und J. O. RASMUSSEN: Alpha Radioactivity (s. Handbuch der Physik, Band 42. 1957).

PETROW, P. A.: Kernenergieanlagen. Deutsche Übersetzung: Berlin 1959.

PICHT, J.: Vorlesungen über Atomphysik, Band 1, 1956; Band 2, 1957. Berlin.

POLLARD, E. C., und W. L. DAVIDSON: Applied Nuclear Physics. New York 1946.

RANKAMA, K.: Isotope Geology. London 1954.

Reactor Handbook. New York 1956.

Band 1: Physics and Mathematics
Band 2: Reactors
Band 3: Process Chemistry
Band 4: Technology and Engineering
Band 5: Metallurgy and Fuels
Band 6: Biological Sciences
Band 7: Medical Sciences
Band 8: Economicis and Nuclear Power.

RIEZLER, W.: Einführung in die Kernphysik. 5. Aufl. München 1953.

RIEZLER, W., und W. WALCHER: Kerntechnik. Stuttgart 1958.

ROSENFELD, L.: Nuclear Forces. Amsterdam 1948.

ROUGERON, C.: Les applications de l'explosion thermonucleaire. Paris 1956.

RUBINOWICZ, A.: Quantentheorie des Atoms. Deutsche Übersetzung: Leipzig 1959.

RUMJANZEW, S. W., und J. A. GRIGOROWITSCH: Prüfung metallischer Werkstoffe mit Gammastrahlen. Deutsche Übersetzung: Berlin 1957.

RYBAKOV, B. V. und V. A. SODOROV: Spektrometria bystrych nejtronov. Moskau 1958.

SCHIFF, L. I.: Quantum Mechanics. New York 1955.

SCHPOLSKI, W. E.: Atomphysik. Deutsche Übersetzung: Berlin Tl. I: 1957; Tl. II: 1958.

SCHWIEGK, W.: Radioaktive Isotope in der Physiologie, Diagnostik und Therapie. Berlin 1953.

SEABORG, G. T., und J. J. KATZ: The Actinide Elements. New York 1954.

SEGRÉ, E.: Experimental Nuclear Physics. New York 1953.

SIEGBAHN, K.: Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. Amsterdam 1955.

SMYTH, H. D.: Atomic Energy for Military Purposes. Princeton 1946.

SCHULTZ, M. A.: Control of Nuclear Reactors and Power Plants. New York 1955.

TAYLOR, D.: Methoden und Geräte zur Messung radioaktiver Substanzen. Deutsche Übersetzung: Berlin 1958.

TEREGULOV, M. CH.: Atom i vnutriatomnaja energija tablicy. Moskau .....

WAHL, C. A., und N. A. BONNER: Radioactivity Applied to Chemistry. New York 1951.

WEISS, C. F.: Radioaktive Standardpräparate. Berlin 1957.

Who's who in atoms, an international reference book. London 1959.

YAGODA, H.: Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions. New York 1949.

ZIMEN, K. E.: Angewandte Radioaktivität. Berlin 1952.

b) Veröffentlichungen in Zeitschriften

(Nur soweit, wie auf sie im Textteil hingewiesen wurde)

ALICHANAN, A., u. A. ALICHANOV: Spektr Mass Varitronov. Žurnal experimentalnoj i teoretičeskoj fisiki 18 (1948) 673—702.

ANDERSON, H. L., u. B. T. FELD: Rev. Sci. Instr. 18 (1947) 186, 331.

APPLEYARD, R. K., u. D. J. ALLEN-WILIAMS: A Note on the Klein-Nishina Formulae for the Compton Scattering of Photons by Electrons with Table. British Journal of Radiology (1949) 215.

BOHR, N., and J. A. WHEELER: The Mechanism of Nuclear Fission. Physic. Rev. 56 (1939) 421.

CHAPPEL, D. G.: Gamma Ray Attenuation. Nucleonics, Januarheft I (1956) 40—41.

COCKROFT, J.: Recent Advances in Nuclear Physics. Brit. Journ. of Applied Physics 4 (1953) 289.

COHEN, DU MOND, LAYTON and ROLLETT: Analysis of Variance of Data on Atomic Constants. Rev. of Modern Physics 27 (1955) 363—381.

DU MOND, J. W. M., und E. R. COHEN: Least-Squares Adjustment of the Atomic Constants. Rev. of Modern Physics 25 (1953) 691—708.

FLUHARTY, R. G.: Interaction of Isotopic Radiation with Matter. Nucleonics May 1948, 28—40, July 1948, 46—56.

GAMMERTSFELDER, C. C.: Gamma Ray Shielding Data. Nucleonics. Oktober 1948, 44—45.

GOLDHABER, M. und R. D. HILL: Nuclear Isomerism and Shell Structure. Rev. Mod. Physics 24 (1952) 179—235.

HANKE, E.: Werkstoffe in Atommeilern. Die Technik 11 (1956) 337—343, 403—409.

HILL, D. L., u. J. A. WHEELER: Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena. Physic. Rev. 89 (1953) 1102—1145.

HINE, G. J.: Beta and Gamma Ray Spectroscopy. Nucleonics December 1948, 32—42, February 1949, 56—66.

HOLLANDER, J. M., PERLMAN, I., und G. T. SEABORG: Table of Isotopes. Rev. of Modern Physics 25 (1953) 469—651.

INTERNATIONAL Commission on Radiological Protection: Brit. J. Radiol. 24 (1951) 46; Nucleonics 8 (1951) No. 2, 70.

ISOTOPES *Branch National Research Council*, Atomic Energy Project, Ontario, Canada: Pile-Produced Isotopes, March 1, 1950.

JAPPA, JU. A.: Systematik der Elementarteilchen, Einleitung. Problemy sovremennoj fiziki (1956) Heft 11, 3—14.

JAUCH, J. M.: Cosmic Rays. Nucleonics April 1949, 39—51, May 1949, 44—57.

KAPLAN, J.: On the Systematics of Even-Even Alpha-Emitters. Physic. Rev. 81 (1951) 962.

KORSUNSKIJ, M. J.: Experimentalnie osnovanija modeli jadernich obolotschek. Uspechi fisitscheskich nauk 52 (1954) 3.

KROEGER, H. R.: Thermal Neutron Cross Section and Related Date. Nucleonics October 1949, 51—54.

LEVINGER, J. S.: Neutron Production by Complete Absorption of High Energy Photons. Nucleonics May 1950, 64—67.

LINTNER, K., und E. SCHMID: Werkstoff-Fragen des Reaktors. E. u. M. **72** (1954) 334—344.

MARINELLY, L. D., E. H. QUIMBY und G. J. HINE: Dosage Determination with Radioactive Isotopes. Nucleonics April 1948, 56—66; May 1948, 44—49.

MAYER, M. J., ST. MOSZOWSKI und L. W. NORDHEIM: Nuclear Shell Structure and Beta-Decay, I. Odd. A. Nuclei. Rev. Mod. Physics **23** (1951) 315.

MENZEL, D. H., und W. W. SALISBURY: The Origin of Cosmic Rays. Nucleonics April 1948, 67—71.

MORGAN, K. Z. und Kommission: Recommendation of the International Commission on Radiological Protection. British Journal of Radiology 1955, Supplement No. 6.

NATIONAL Committee on Radiation Protection: Nucleonics, October 1948/44.

NORDHEIM, L. W.: Nuclear Shell Structure and Beta-Decay, II Even A. Nuclei. Rev. Mod. Physics **23** (1951) 322.

PERLMANN, I.: Alpha Radioactivity and the Stability of Heavy Nuclei. Nucleonics August 1950, 3—18.

PERLMANN, I., A. GHIORSO und G. T. SEABORG: Systematics of Alpha-Radioactivity. Physic. Rev. **77** (1950) 26—50.

PRESENT, R. D.: The Liquid Drop Model for Nuclear Fission. Nucleonics September 1948, 25—31.

PURKAYASTHA, B. C.: Fission of Atomic Nuclei Transuranium Elements. Nucleonics November 1948, 1—21; December 1948, 2—22.

ROSE, M. E.: Nuclear Physics of the Deutron and Other Two Particle Phenomena. Nucleonics June 1948, 56—66; July 1948, 57—65.

ROSENBLUM, S.: Recent Progress in Alpha-Ray Spectroscopy. Nucleonics March 1949, 38—42.

ROWLANDS, S.: Methods of Measuring Very Long and Very Short Half Lives. Nucleonics September 1948, 2—13.

SEABORG, G. T., and I. PERLMANN: Table of Isotopes. Rev. Mod. Physics **25** (1953) 469.

SENFTLE, F. E., and W. S. LEAVITT: Activation Produced by Thermal Neutrons. Nucleonics May 1950, 54—63.

SENGUPTA, S.: α-Energy Systematics and Proton Shells for Heavier Nucleid. Physic. Rev. **87** (1952) 1136—1137.

SHERWIN, C. W.: The Neutrino. Nucleonics May 1948, 16—27.

SNYDER, C. W.: Current Ideas about Mesons. Nucleonics July 1949, 42 bis 52.

TAYLOR, I. T., and W. W. HAVENS: Neutron Spectroscopy for Chemical Analysis. Nucleonics December 1949, 4—18.

THIRRING, H.: Rohstoffprobleme in der Reaktortechnik. E. u. M. 72 (1954) 334—344.

WARSHAW, S. D.: The Stopping Power for Protons in Several Metals. Physic. Rev. **76** (1949) 1759.

WOLLAN, E. O., and C. G. SHULL: Neutron Diffraction and Associated Studies. Nucleonics July 1948, 8—21; August 1948, 17—31.

c) Zeitschriften der angewandten Kernphysik

Deutsche Bundesrepublik:
Atomkern-Energie.
Atompraxis.
Die Atomwirtschaft.
Deutsche Demokratische Republik:
Kernenergie.
Frankreich:
Les Atomes.
Journal de physique et le radium.
Großbritannien:
Atomics.
Atomic Scientists Journal.
Atomics Engineering and Technology.
The International Journal of Applied Radiation and Isotopes.
Journal of Atomic Energy Research Establishment.
Journal of Inorganic Nuclear Chemistry.
Nuclear Engineering.
Nuclear Power.
Holland:
Nuclear Instruments.
Nuclear Physics.
Italien:
Energia Nucleare.
Il nuovo cimento.
Jugoslawien:
Bulletin of the Institute of Nuclear Science „Boris Kidrich".
Polen:
Nukleonika.
Sowjet-Union:
Atomnaja Energija.
Atomnaja Technika
Voprosi Jadernoj Energetiki
Tschechoslowakei:
Jaderna energie.
Vereinigte Staaten von Amerika:
Annual Review of Nuclear Science.
Bulletin of the Atomic Scientists.
Isotopics.
Journal of Nuclear Energy.
Nuclear Science and Engineering.
Nuclear Science Abstracts.
Nucleonics.
Radiation Research.
Uranium Magazine.
USAEC Publications.
X-Ray Technician.

H. Einige wichtige

H 1. Die kleinsten

Elektrische Ladung			Masse	
+	ungeladen	—	Atomgewicht [1]) (Physik. Skala)	Ruhemasse [g]
	Molekülgruppe		Summe der Einzelmoleküle	
	Molekül		Summe der Einzelatome	
	Atom		*Atome in natürl. Vorkommen:* chem. Atomgew. $\times 1{,}000272$	chem. Atomgew. $\times 1{,}66 \cdot 10^{-24}$
			Isotope:	phys. Atomgew. $\times 1{,}66 \cdot 10^{-24}$
		neg. Atom-Ion (Anion) m-fach ionisiert	chem. Atomgew. $\times 1{,}000272$ $+m \cdot 0{,}000549$	chem. Atomgew. $\times 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ $+m \cdot 9{,}11 \cdot 10^{-28}$
pos. Atom-Ion $++\cdots$ (Kation) n-fach ionisiert			chem. Atomgew. $\times 1{,}000272$ $-n \cdot 0{,}000549$	chem. Atomgew. $\times 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ $-n \cdot 9{,}11 \cdot 10^{-28}$
Atomkern (der Ordnungszahl Z)			phys. Atomgew. $-z \cdot 0{,}000549$	phys. Atomgew. $\times 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ $-z \cdot 9{,}11 \cdot 10^{-28}$
α-Teilchen ${}^{4}_{2}He^{++}$			4,002777	$6{,}64 \cdot 10^{-24}$

Zahlentabellen

Bausteine der Materie

Art bzw. Zusammensetzung	Bemerkungen: Vorkommen	Bemerkungen: feststellbar durch
lose zusammenhängende Moleküle	Materie	Ultramikroskop, Elektronenmikroskop
physikalisch kleinstmöglicher Teil einer chemischen Substanz, zusammengesetzt aus Atomen	Materie (1 cm³ Gas NTP enthält $27 \cdot 10^{18}$ Moleküle)	ausgesandte Lichtwellen, Molekularstrahlen
physikalisch kleinstmöglicher Teil eines Elementes, bestehend aus Atomkern + Z Bahnelektronen (Z = Ordnungszahl)	Materie (in Mischungen verschiedener Isotope)	ausgesandte Lichtstrahlen, Atomstrahlen
Atom der Ordnungszahl Z mit $(Z + m)$ Bahnelektronen	Gasgefüllte Entladungsröhren, Funkenstrecken, Ionisation von (Gas-) Atomen durch Strahlung aller Art	ausgesandte Lichtwellen, Zählrohr, Nebelkammer, Ionisationskammer, Ionisationsmanometer
Atom der Ordnungszahl Z, mit $(Z - n)$ Bahnelektronen		
Atom der Ordnungszahl Z, das alle Bahnelektronen verloren hat, also nur aus Kern-Protonen und -Neutronen besteht	Materie	Nebelkammer, Ionisationskammer, Zählrohr
Atomkern des Heliums, bestehend aus 2 Protonen + 2 Neutronen	von radioaktiven Stoffen ausgesandt	Nebelkammer, Szintillation, Ionisationskammer, Zählrohr

H 1. Die kleinsten Bausteine

Elektrische Ladung			Masse	
+	ungeladen	—	Atomgewicht [1] (Physik. Skala)	Ruhemasse [g]
Deuteron $^{2}_{1}H^{+} = d$ (Deuton)			2,014187	$3{,}34 \cdot 10^{-24}$
Proton $^{1}_{1}H^{+} = p$ [1]			1,007593	$1{,}67_2 \cdot 10^{-24}$
	Neutron $^{1}_{0}n$ [1]		1,008982	$1{,}67_5 \cdot 10^{-24}$
Meson Lepton	Meson Lepton	Meson Lepton	[2]	[2]
	Photon		1 MeV =0,00107 [1]	(1 MeV = $1{,}78 \cdot 10^{-27}$ g)
		Elektron $^{0}_{-1}e = e^{-}$ (Negaton)	0,000548	$9{,}12 \cdot 10^{-28}$
Positron $^{0}_{+1}e = e^{+}$ (Positon)				
	Neutrino ν		≈ 0	≈ 0

[1]) Physikalische Skala (Isotop $^{16}_{8}O$ = 16,000 gesetzt).

[2]) Über diese und weitere in der Höhenstrahlung beobachteten Teilchen und deren neuere Daten s. Tab. F 1/1 (S. 182).

der Materie (Fortsetzung)

Bemerkungen		
Art bzw. Zusammensetzung	Vorkommen	feststellbar durch
Atomkern des Deuteriums („schweren" Wasserstoffes), bestehend aus 1 Proton + 1 Neutron	entsteht durch Ionisation des schweren Wasserstoff-Isotops $D = {}^2_1\mathrm{H}$	Nebelkammer, Szintillation, Ionisationskammer, Zählrohr
Atomkern des Protiums (leichten Wasserstoffes)	entsteht durch Ionisation des leichten Wasserstoff-Isotops ${}^1_1\mathrm{H}$	Nebelkammer, Ionisationskammer, Zählrohr
Grundbaustoffe der Atomkerne	in Atomkernen	indirekt durch Stoß auf Protonen in der Nebelkammer bei der künstlichen Radioaktivität
kleine Masseteilchen mit Geschwindigkeiten von $10^9 \cdots 10^{12}$ eV	in Höhenstrahlen (s. Kap. F)	Nebelkammer, photographische Platte
kleinstes Lichtquantum mit der Geschwindigkeit $3 \cdot 10^{0}$ cm/s	in elektromagn. Strahlen, insbes. Lichtstrahlen	verhält sich beim Stoß wie eine Masse
kleinster Teil der negativen Elektrizität mit einer Ladung von $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Coul; Materiewelle; Grundbaustoff der Atomschalen	gebunden: Atomschalen, frei: Glühemission	Nebelkammer, Zählrohr, Fluoreszenz in der BRAUNschen Röhre, Glühemission im Hochvakuum
kleinster Teil positiver Elektrizität, Lebensdauer in normaler Luft 10^{-8} s [3])	beim Zerfall des Atomkernes	Nebelkammer
Elektrisch neutraler kleinster Teil	begleitet Beta-Zerfall und K-Einfang	Indirekt nachgewiesen u. a. in der Nebelkammer. (Abweichung des Rückstoßmomentes des Atomkernes beim Beta-Zerfall. Ionisationsfähigkeit sehr gering, siehe B 2.)

[3]) Vereinigt sich beim Auftreffen auf Materie sofort mit einem Elektron und setzt sich in Strahlung um.

H 2. Fundamental-Konstanten und -Einheiten (Präzisionswerte)

Bezeichnung	Zahlenwert	Maßeinheit
Atomgewichts-Einheit [7]) Atommasse M_0 = Masse eines Atoms vom Atomgewicht 1 [7])	[$1{,}65989_9$] [5]) (1,66035 ± 0,00031/10^{-24} [6]) (s. auch Energie-Massen-Äquivalente)	g
AVOGADRO-Zahl [1]) $n_0 = N_0/V_0$ (Atom- bzw. Molekül-Zahl pro cm³ bei 0 °C und 760 Torr)	(2,68731 ± 0,00019) · 10^{19}	1/cm³
BOHR-Magneton μ_B	(9,2731 ± 0,0002) · 10^{-21}	Oersted · cm³ [$cm^{5/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$]
BOLTZMANN-Konstante $k = R/N_0$	(1,38032 ± 0,00011) · 10^{-16}	erg/Grad
Deuterium [^2_1H oder ^2_1D] Atomgewicht	[2,014178] [5]) 2,014735 ± 0,000006 [6])	
Elektron-Konstanten [$^0_{-1}e$]: -Atomgewicht	(5,4847 ± 0,0006) · 10^{-4} [5]) (5,4862 ± 0,0006) · 10^{-4} [6])	
-Energieeinheit (eVolt)	(1,60206 ± 0,00003) · 10^{-12}	erg
-Geschwindigkeit nach Durchlaufen von 1 Volt	5,932 · 10^{7}	cm/s
-Ladung (Elektrisches Elementarquantum e)	(4,80286 ± 0,00009) · 10^{-10} (1,60206 ± 0,00003) · 10^{-20} 1,60 · 10^{-19}	el.-stat. Einh. el.-magn. Einh. Coul
-Masse	s. Ruhemasse	
Massenverhältnis Elektron zu Wasserstoffatom m_0/m_H = 1/1835	5,46 · 10^{-4}	
-Radius (Modellmäßige Kugeln mit Oberflächenladung)	1,87 · 10^{-13}	cm
-Ruhemasse m_0	(9,1083 ± 0,0003) · 10^{-28}	g
spezifische Ladung des ruhenden Elektrons e/m_0	(1,7590 ± 0,0015) · 10^{8} (1,75936 ± 0,00018) · 10^{7} (5,2741 ± 0,0005) · 10^{17}	int. Coul / g; el. magn. Einh. / g; el. stat. Einh. / g

Fußnoten auf S. 202 und 203.

H 2 (Fortsetzung)

Bezeichnung	Zahlenwert	Maßeinheit
-Wellenlänge nach DE BROGLIE bei 1 Volt Beschleunigung	12,204	Å
Energie-Massen-Äquivalente: Energie-Äquiv. der ruhenden Masse 1 g	8,9868 · 10^{20} 25,02 · 10^{6} 5,61 · 10^{26} 6 · 10^{23}	erg kWh MeV Massen-Einh. [7])
Energie-Äquiv. der (ruhenden) Masse eines Atoms vom Atomgewicht 1 [6]) [7])	1,491 · 10^{-3} 4,15 · 10^{-17} 931,141	erg kWh MeV
Energ.-Äquiv. der Masse eines ruhenden Elektrons	8,182 · 10^{-7} 5,10976 · 10^{5}	erg e · Volt
Masse und Energie-Äquiv. von 1 erg	1,1127 · 10^{-21} ≈6,242 · 10^{5} ≈670,4	g MeV Massen-Einh. [7])
Masse- und Energie-Äquiv. von 10^6 eV (1 MeV)	1,782 · 10^{-27} 1,6019 · 10^{-6} 4,45 · 10^{-20} 1,074 · 10^{-3}	g erg kWh Massen-Einh. [7])
Masse- und Energie-Äquiv. von 1 Kilowattstunde (kWh)	2,41 · 10^{16} 2,25 · 10^{19} 3,60 · 10^{3}	Massen-Einh. MeV erg
Helium, ${}^4_2$He Atomgewicht	4,003873 ± 0,000031 [6])	
Kernmagneton $\mu_k = \mu_B/1837{,}6$	5,047 · 10^{-24}	Oersted · cm^3
Kohlenstoff C, Atomgewicht [6])	12,01465 ± 0,00023	
Isotop 12C, Atomgewicht [6])	12,003804 ± 0,00004	
Isotop 13C, Atomgewicht [6])	13,007473 ± 0,00015	

Fußnoten auf S. 202 und 203.

H 2 (Fortsetzung)

Bezeichnung	Zahlenwert	Maßeinheit
Lichtgeschwindigkeit c (im leeren Raum)	$(2{,}99776 \pm 0{,}00004) \cdot 10^{10}$	cm/s
LOSCHMIDT-Zahl [8]	$6{,}02566 \cdot 10^{23}$ [6] 6,024[illegible]2 $\cdot 10^{23}$ [5]	1/Mol
Luft[3], *Normwerte der Atmosphäre nach DIN 5450/V. 37* Druck p_0 in Meereshöhe[2] (Jahresmittel)	760	Torr
Standardatmosphäre A_0	$(1{,}013246 \pm 0{,}000004) \cdot 10^6$	$\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$
Dichte (Luft mit 0,03 Vol.-% CO_2 bei 15 °C) [4]	1,2255	kg/m³
Magneton	s. Bohr-, Kern-Magneton	
Massen-Einheit [7] Masse M_0 eines Atoms vom Atomgewicht 1 [7]	s. Atommasse M_0	
Massenäquivalente	s. Energie-Massen-Äquivalente	
Molvolum V_0 eines idealen Gases bei 0 °C und 760 Torr	$(22{,}4146 \pm 0{,}0006) \cdot 10^3$	cm³
Neutron [^1_0n]-*Konstanten:* -Atomgewicht [5] [6]	 [1,00868] 1,008982	
-Ruhemasse	$1{,}67470 \cdot 10^{-24}$	g
-Wellenlänge nach DE BROGLIE für Neutronen-Geschwindigkeit 10^9 cm/s	$3{,}95603 \cdot 10^{-4}$	Å
-Radius	$(1 \ldots 8)\ 10^{-13}$	cm
Norm-Atmosphäre	s. Luft, Normwerte	
PLANCK-Wirkungsquantum h	$(6{,}62517 \pm 0{,}00023) \cdot 10^{-27}$	erg · s
Proton [$^1_1H^+$]-*Konstanten:* -Atomgewicht [5] [6]	 [$1{,}00729_6$] 1,007593	

Fußnoten auf S. 202 und 203.

H 2 (Fortsetzung)

Bezeichnung	Zahlenwert	Maßeinheit
-magnet. Moment	$(1{,}41044 \pm 0{,}00004) \cdot 10^{-24}$	Oersted · cm^3
-Ruhemasse M_p	$1{,}67239 \pm 0{,}00004) \cdot 10^{-24}$	g
$\frac{\textit{Ruhemasse Proton}}{\text{Ruhemasse Elektron}} = \frac{M_p}{m_0}$	$1836{,}5 \pm 0{,}5$	
Spezifische Ladung des ruhenden Protons e/M_p	$9573{,}5 \pm 1{,}0$ 95 770	el.-magn. Einh./g $\frac{\text{int. Coul}}{\text{g}}$
-Wellenlänge nach DE BROGLIE bei 1 Volt Beschleunigung	0,286202	Å
Sauerstoff-Konstanten: -Atomgewicht O [6]) [5])	$16{,}00432 \pm 8 \cdot 10^{-5}$ 16,0000	
-Normdichte/0 °C, 760 Torr	$1{,}42896 \cdot 10^{-3}$	g/cm^3
-Normlitergewicht	1,42895	g/l
Sauerstoff-Isotop -Ruhemasse ^{16}O	$16 \cdot 1{,}6604 \cdot 10^{-24}$	g
-Atomgewicht ^{16}O [6]) [5])	16,0000 16,0000/1,000272	
-Atomgewicht ^{17}O [6])	17,004533	
-Atomgewicht ^{18}O [6])	18,004874	
Stickstoff N, Atomgewicht [6])	$14{,}01121 \pm 0{,}00009_5$	
Stickstoff-Isotop ^{14}N, Atomgewicht [6])	$14{,}007515 \pm 0{,}00005$	
Stickstoff-Isotop ^{15}N, Atomgewicht [6])	$15{,}004863 \pm 0{,}0002$	
Temperatur-Festpunkt absol. Nullpunkt	−273,16	°C
Wasserstoff-Konstanten: -Atomgewicht [6]) [5])	$1{,}00827 \pm 0{,}00001_7$ $1{,}00800 \pm 0{,}00001_8$	

Fußnoten auf S. 202 und 203.

H 2 (Fortsetzung)

Bezeichnung	Zahlenwert	Maßeinheit
-Atommasse [6]	$1{,}673_6 \cdot 10^{-24}$	g
Radius der 1. BOHRschen Elektronenbahn im Wasserstoffatom	$0{,}5305 \cdot 10^{-8}$	cm
Wasserstoff $^1_1$H-*Konstanten:* -Atomgewicht [6] [5]	$1{,}008142 \pm 3 \cdot 10^{-6}$ $1{,}007856 \pm 3 \cdot 10^{-6}$	
-Ruhemasse $M_{^1_1H}$	$(1{,}67339 \pm 0{,}00031) \cdot 10^{-24}$	g
$\frac{\text{Ruhemasse } ^1_1\text{H-Atom}}{\text{Ruhemasse Elektron}} = \frac{M_{^1_1H}}{m_0}$	$1837{,}5 \pm 0{,}5$	
Wasserstoff-Isotop $^2_1$H = schwerer Wasserstoff	s. Deuterium	
Wirkungsquantum	s. PLANCK-Wirkungsquantum	

[1]) In der engl. Literatur findet man häufig den Namen *Avogadro-Zahl* für die Zahl der Atome in Mol, die im allgemeinen mit „*Loschmidt-Zahl*" bezeichnet wird.

[2]) Luftdruck p_h [Torr] in h [km] Höhe (DIN 5450 — V. 37):

$$\text{für } h = 0 \ldots 11 \text{ km:} \quad p_h = 760\left(\frac{288 - 6{,}5 \cdot h}{288}\right)^{5{,}255},$$

$$\text{für } h > 11 \text{ km:} \quad \log p_h = 2{,}2295373 \frac{h - 11}{14{,}594}.$$

[3]) Lufttemperatur T_h [°C] in h [km] Höhe (DIN 5450 — V. 37):

$$\text{für } h = 0 \ldots 11 \text{ km:} \quad T_h = 15 - 6{,}5\,h,$$

$$\text{für } h > 11 \text{ km:} \quad T_h = -56{,}5 \text{ (konstant!).}$$

[4]) Luftdichte γ_h [kg/m³] in h [km] Höhe (DIN 5450 — V. 37):

$$\text{für } h = 0 \ldots 11 \text{ km:} \quad \gamma_h = 1{,}2255 \cdot \left(\frac{288 - 6{,}5\,h}{288}\right)^{4{,}255},$$

$$\text{für } h > 11 \text{ km:} \quad \log \gamma_h = (0{,}5609716 - 1) - \frac{h - 11}{14{,}594}.$$

[5]) Nach der *chemischen Skala*, d. h., Atomgewicht des natürlichen Sauerstoffes (Isotopengemisch) O = 16,000 gesetzt. Hieraus errechnet sich der Zahlenwert x in der physikalischen Skala nach der Gleichung:

$$x \text{ [physik. Skala]} = a \text{ [chem. Skala]} \cdot 1{,}000272.$$

Fußnoten [6–8]) s. nächste Seite

H 3. Das Periodensystem der Elemente

Ältere chemische Darstellung

Das System[1]) entsteht durch Ordnen der Elemente in der Reihenfolge ihrer Ordnungszahl Z (d. h. der Anzahl der positiven Elementarladungen der Atom-Kerne) derart, daß man eine Elementarreihe abbricht und eine neue Reihe beginnt, wenn ein Element an die Reihe kommt, das ähnliche chemische Eigenschaften besitzt wie das Anfangselement der vorhergehenden Reihe. So entstehen 7 „Perioden" (horizontale Reihen) zu je 9 „Gruppen"[2]) (vertikale Reihen).

Die in eckige Klammern [ ] gesetzten Symbole sind veraltet.

Tabelle siehe nächste Seite.

Fußnoten [6–8]) zu Seite 202.

[6]) Nach der *physikalischen Skala*, d. h. Atomgewicht des Sauerstoff-Isotops $^{16}_{8}O = 16{,}000$ gesetzt. Hieraus errechnet sich der Zahlenwert y in der chemischen Skala nach der Gleichung

$$y\,[\text{chem. Skala}] = \frac{b\,[\text{physik. Skala}]}{1{,}000272}\,.$$

[7]) Die Atommasse M_0 = Atomgewichts-Einheit = Atom-Masseneinheit (ME) = Masse eines Atoms vom Atomgewicht 1 ist definiert in der physik. Skala: $\frac{1}{16}$ der Masse von $^{16}_{8}O$, also 1 ME $\approx 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ g; chem. Skala: $\frac{1}{16}$ der Masse von natürlichem O, also dem Isotopengemisch

$$^{16}_{8}O : {}^{18}_{8}O : {}^{17}_{8}O = (506 \pm 10) : 1 : (0{,}204 \pm 0{,}008)\,.$$

Es ist: $$\frac{\text{chem. Einheit der Atommasse}}{\text{physik. Einheit der Atommasse}} = \frac{16{,}00432}{16{,}000} = \frac{1{,}000272}{1}\,.$$

[8]) Anzahl der Atome pro Mol oder Grammatom.

Zu Tabelle H 3:

[1]) Die Zahlen vor den Element-Symbolen sind die Ordnungszahlen Z, die Zahlen darunter die praktischen Atomgewichte.

[2]) Gruppen-Charakter:

Gruppe I: H_2 und einwertige Elemente mit Alkalitypus, Alkalimetalle.
„ II: zweiwertige Erdalkalien (Erdalkalimetalle),
„ III: dreiwertige Erdmetalle,
„ IV: im wesentlichen vierwertige Elemente der Kohlenstoff-Silizium-Verwandtschaft,
„ V: 5- und 3wertige Elemente der Stickstoff-Phosphor-Verwandtschaft,
„ VI: 6- und 2wertige Elemente der Sauerstoff-Schwefel-Verwandtschaft,
„ VII: 1- und 7wertige Elemente der Halogene,
„ VIII: Triaden der Eisen- und Platin-Metalle,
„ 0: nullwertige Edelgase.

Periode	Gruppe I	Gruppe II	Gruppe III	Gruppe IV	Gruppe V	Gruppe VI	Gruppe VII	Gruppe VIII	Gruppe O
									n_0 [1] 1,0086
1.	H 1,0080								2 He 4,003
2.	3 Li 6,940	4 Be 9,013	5 B 10,82	6 C 12,011	7 N 14,008	8 O 16,00	9 F 19,00		10 Ne 20,183
3.	11 Na 22,991	12 Mg 24,32	13 Al 26,98	14 Si 28,09	15 P 30,975	16 S 32,066	17 Cl 35,457		18 Ar[A] 39,944
4.	19 K 39,100 29 Cu 63,54	20 Ca 40,08 30 Zn 65,38	21 Sc 44,96 31 Ga 69,72	22 Ti 47,90 32 Ge 72,60	23 V 50,95 33 As 74,91	24 Cr 52,01 34 Se 78,96	25 Mn 54,94 35 Br 79,916	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,85 58,94 58,69	36 Kr 83,8
5.	37 Rb 85,48 47 Ag 107,880	38 Sr 87,63 48 Cd 112,41	39 Yt[Y] 88,92 49 In 114,76	40 Zr 91,22 50 Sn 118,70	41 Nb[Cb] 92,91 51 Sb 121,76	42 Mo 95,95 52 Te 127,61	43 Tc[Ma] 99,... 53 J 126,91	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,1 102,91 106,7	54 Xe[X] 131,3
6.	55 Cs 132,91 79 Au 197,0	56 Ba 137,36 80 Hg 200,61	57 La •) 138,92 81 Tl 204,39	72 Hf 178,6 82 Pb 207,21	73 Ta 180,95 83 Bi 209,00	74 W 183,92 84 Po 210,..	75 Re 186,31 85 At 210,.. [3]	76 Os 77 Ir 78 Pt 190,2 192,2 195,23	86 Rn[Em] 222,..
7.	87 Fr [4] 223,..	88 Ra 226,05	89 Ac ⊙) 227,00						

•) 6.	58—71 Seltene Erden [Lanthaniden]	58 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61 Pm [2] 145	62 Sm[Sa] 150,43	63 Eu 152,0	64 Gd 156,9
		65 Tb 158,93	66 Dy 162,46	67 Ho 164,94	68 Er 167,2	69 Tu[Tm] 168,94	70 Yb 173,04	71 Lu[Cp] 174,99

⊙) 7.	90—103 Actiniden	90 Th 232,05	91 Pa 231,...	92 U 238,07	93 Np [5] 237,...	94 Pu [6] 239,...	95 Am [7] 241,...	96 Cm [8] 242,...
		97 Bk [9] 245,..	98 Cf [10] 246	99 Fm [11] 255	100 Es [12] 255	101 Md [13] 256	102 No [14]	

Fußnoten s. S. 205

Fußnoten zu Seite 204

[1]) 0 : *n* = Neutron.
[2]) 61 : Pm = Promethium, früher Il = Ilium oder Illinium genannt.
[3]) 85 : At = Astatine, früher Ab = Alabamin oder Eka-Jod genannt.
[4]) 87 : Fr = Francium, früher Vi = Virginium oder AK = Actinium K oder Eka-Caesium genannt.
[5]) 93 : Np = Neptunium, früher Transuran oder Eka-Rhenium genannt.
[6]) 94 : Pu = Plutonium.
[7]) 95 : Am = Americium.
[8]) 96 : Cm = Curium.
[9]) 97 : Bk = Berkelium.
[10]) 98 : Cf = Californium.
[11]) 99 : Fm = Fermium
[12]) 100 : Es = Einsteinium.
[13]) 101 : Md = Mendelejevium.
[14]) 102 : No = Nobelium.

H 4. Tabelle der Isotope

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
0	${}^{0}_{-1}e$	β	0,000548				
0	${}^{0}_{1}n$	0	1,008982				
1	${}^{1}_{1}H^{+}$	1	1,007594				
1	**H**	1	1,008142	99,9851			0,33
		2	2,014735	0,0149			0,00057
		3	3,016997		12,41 a	e^- (0,1795)	
2	α-Teilchen	4	4,002777				
2	**He**	3	3,016977	$1,3 \cdot 10^{-4}$			5000
		4	4,003873	99,9999			0
		6	6,020474		0,823 s	e^- (3,215)	
3	**Li**	6	6,017021	7,52			950
		7	7,018223	92,47			0,033
		8	8,025018		0,875 s	α (12,7), e^- (6,3)	
		9			0,170 s	e^-, n, α	
4	**Be** (Gl)	7 (Zs)	7,019150		52,93 d	γ (0,48), K, e^+ (0,386)	
		8	8,007850		0,61 s	α (0,055)	
		9	9,015043	100			0,010
		10	10,016711		$2,7 \cdot 10^6$ a	e^- (0,55)	
5	**B**	8			0,65 s	e^+ (13,7)	
		10	10,016114	18,98—18,45			4000
		11	11,012789	81,02—81,55			<0,05
		12	12,018162		0,022 s	e^- (13,4)	
6	**C**	10	10,020605		19,1 s	e^+ (0,67—2,2), γ (0,51—2,15)	
		11	11,014916		20,4 min	e^+ (0,95)	
		12	12,003804	98,892			0,0045
		13	13,007473	1,108			0,001
		14	14,007682		$5,7 \cdot 10^3$ a	e^- (0,155)	$<10^{-6}$
		15			2,4 s	e^- (8,8)	

Fußnoten am Schluß der Tabelle auf S. 244.

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
7	**N**	12			0,0125 s	e^+ (16,6)	
		13	13,009858		10,48 min	e^+ (1,24)	
		14	14,007515	99,635			1,78
		15	15,004863	0,365			0,00008
		16	16,010740		7,3 s	e^- (3,8—10,3), γ (6,13—7,10)	
		17	17,014035		4,14 s	e^- (3,7), n (1,6)	
8	**O**	14	(14,013016)		76,5 s	e^+ (1,8), γ (2,3)	
		15	15,007768		118 s	e^+ (1,64)	
		16	16,000000	99,758		e^+ (1,7)	<0,0002
		17	17,004533	0,0373			>0,5
		18	18,004874	0,2039			0,00022
		19	19,009482		31 s	e^- (2,9, 4,5), γ (1,2)	
9	**F**	17	17,007486		70 s	e^+ (2,1)	
		18	18,006670		112 min	e^+ (0,65), γ (1,4)	
		19	19,004456	100			0,009
		20	20,006352		11 s	e^- (5,4), γ (1,63)	
10	**Ne**	19	19,007915		18,5 s	e^+ (2,18)	~0,4
		20	19,998860	90,92			
		21	21,000589	0,257			
		22	21,998270	8,82			0,04
		23	23,001680		40 s	e^- (1,18—4,21), γ (3)	
11	**Na**	20			0,25 s	e^+ (6,8—10,8), α (3,5—7,3)	
		21			22,8 s	e^+ (2,56)	
		22 (Zs)	22,001321		2,6 a	e^+ (0,54), K, γ (1,27)	
		23	22,997139	100			0,49
		24 (Zs)	23,998651		15,10 h	e^- (1,39), γ (1,36, 2,75, 4,37)	
		25			58 s	e^- (2,7—3,7), γ (>0,5)	
12	**Mg**	23	23,001113		11,9 s	e^+ (2,99)	
		24	23,992696	78,60			0,03

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
12	**Mg**	25	24,993815	10,11			0,27
		26	25,990871	11,29			0,05
		27 (Zs)	26,992946		9,4 min	e^- (1,77, 0,79), γ(1,05, 0,84)	
13	**Al**	24			2,1 s	e^+, α	
		25			7,62 s	e^+ (2,99) ?	
		26	25,996194		6,68 s	e^+ (2,99)	
		27	26,990140	100			0,22
		28 (Zs)	27,990830		2,3 min	e^- (2,86), γ (1,78)	
		29 (Zs)	28,989747		6,56min	e^- (2,5, 1,4), γ (1,28, 2,43)	
14	**Si**	27	26,995254		4,92 s	e^+ (3,48)	
		28	27,985837	92,27			0,08
		29	28,985719	4,63			0,3
		30	29,983313	3,05			0,2
		31	30,985210		2,6 h	e^- (1,47)	
15	**P**	29	28,989618		4,57 s	e^+ (1,28, 2,42)	
		30	29,988170		2,55min	e^+ (3,5)	
		31	30,983622	100			0,19
		32	31,984091		14,29 d	e^- (1,70)	
		33			24,8 d	e^- (0,26)	
		34			12,4 s	e^- (3,2, 5,1), γ	
16	**S**	31	30,988865		3,18 d	e^+ (3,85)	
		32	31,982265	95,1			~0,49
		33	32,981961	0,74			
		34	33,978773	4,2			0,26
		35	34,980354		87,1 d	e^- (0,169)	
		36	35,9783	0,016			0.14
		37			5,04min	e^- (1,6, 4,3), γ (2,7)	
17	**Cl**	33	32,9875		2,4 s	e^+ (4,2), γ (2,9)	
		34	33,981		33 min	e^+ (1,3, 2,58, 0,14) γ (1,16, 2,13, 3.22, 0,14)	
		35	34,980175	75.4			43

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2] (MeV)	σ_A (Barn)
17	**Cl**	**36**	35,979964		0,44 · 10^6 a	e^- (0,716) K	
		37	36,977624	24,6			0,6
		38 (Zs)	37,980044		37 min	e^- (4,81, 1,11, 2,77), γ (1,60, 2,12)	
		39			55,5 min	e^- (1,65—2,96), γ (0,35—1,31)	
18	A (Ar)	35	34,9865		1,88 s	e^+ (4,38)	
		36	35,978930	0,337			6
		37	36,978499		35 d	K, γ (0,815)	
		38	37,974877	0,063			0,8
		39			265 a	e^- (0,565)	
		40	39,975100	99,600			0,53
		41 (Zs)	40,977569		109,2 min	e^- (1,45, 2,55)	>0,06
		42			≧3,5 a	e^- (1,245—2,55), γ (1,37)	
19	**K**	37			1,3 s	e^+ (4,6)	
		38	37,981125		7,65 min	e^+ (2,3), γ (2,1)	
		39	38,97593	93,08			1,9
		40	39,976578	0,0119	1,31 · 10^9 a	e^- (1,35, 1,4), γ (1,46), K	70
		41	40,974836	6,91			1,2
		42 (Zs)	41,975881		12,44 h	e^- (3,58, 2,07), γ (1,51)	
		43			22,4 h	e^- (0,24), γ (0,4)	
		44			18 min	e^-	
20	**Ca**	39	38,983515		1,06 s	e^+ (6,7)	
		40	39,975420	96,97			0,2
		41	40,975305		~1,2 · 10^5 a	K, γ (1,1)	
		42	41,972036	0,64			40
		43	42,97237	0,145			
		44	43,96920	2,06			0,6
		45	44,97075		163 d	e^- (0,254)	
		46		0,0033			
		48	47,96763	0,185	>2 · 10^{16} a	e^-	1,1
		49			2,5 h	e^- (2,3), γ (0,8)	
		49*			30 min	e^-	
21	**Sc**	41			0,87 s	e^+ (4,94)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2] (MeV)	σ_A (Barn)
1	**Sc**	42			13,5 d	e^+ (1,4)	
		43			3,92 h	e^+ (0,77—1,18, 1,65)	
		44*			2,44 d	e^-, γ (0,713)	
		44			3,92 h	e^+ (0,95—1,47), γ (1,25), K	
		45	44,97000	100			12
		46 (Zs)	45,96909		85 d	e^- (0,34—1,5), γ (0,85—1,21), K	
		46* (Zs)			19,5 s	γ (0,14)	
		47			3,4 d	e^- (0,28—0,49), γ (0,210)	
		48	47,96787		1,83 d	e^- (0,64), γ (0,99—2,23)	
		49	48,96428		57 min	e^- (2,4)	
22	**Ti**	43			0,58 s		
		45 (Zs)			3,05 h	e^+ (1,02), γ (0,45, 0,82)	
		46	45,966	7,95			0,6
		47	46,96700	7,75			1,6
		48	47,96405	73,45			8
		49	48,9648	5,51			1,8
		50	49,9623	5,34			0,14
		51*			5,79 min	e^- (1,8), γ (I)	
		51			72 d	e^- (1,9—2,2), γ (0,32, 0,91)	
23	**V**	47			33 min	e^+ (1,65), γ	
		48	47,96840		16 d	e^+ (0,72), γ (0,99, 2,22, 1,32), K	
		49			1,65 a	K	
		50	49,96215	0,24	3,7 h	e^+ (1,18, 2,39), e^-	
		51	50,95953	99,76			4,5
		52	51,96070		3,9 min	e^- (1,98), γ (1,46, 1,3)	
		52			16 h	γ (0,059)	
24	**Cr**	49	48,96540		41,9 min	e^+ (0,73—1,54), γ (0,15—0,6)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
24	**Cr**	50	49,9644	4,31			16
		51 (Zs)			27,7 d	γ (0,237, 0,33), K	
		52	51,95693	83,76			0,7
		53	52,9553	9,55			17
		54	53,9543	2,38			<0,3
		55			3,52min	e^- (2,85)	
25	**Mn**	51			44,3 min	e^+ (2,35)	
		52 (Zs)			6,2 d	e^+ (0,58), γ (0,734, 0,940, 1,46), K	
		52* (Zs)	51,96202		21 min	e^+ (2,66), γ (1,46)	
		54	53,95756		310 d	e^- (1,0), γ (0,835), K	
		55	54,95564	100			12,6
		56	55,95683		2,57 h	e^- (0,75, 1,04, 2,86), γ (0,845—3,0)	
26	**Fe**	52			7,8 h	e^+ (0,64)	
		53	52,96238		8,9 min	e^+ (2,5)	
		54	53,95654	5,84			2,2
		55	54,95604		2,94 a	K	
		56	55,95286	91,68			2,5
		57	56,95365	2,17			2,4
		58	57,9548	0,31			0,8
		59 (Zs)	(58,95350)		47 d	e^- (0,27—1,56), γ (0,1—1,09)	
27	**Co**	55	54,95974		18,0 h	e^+ (0,26), γ (0,25—2,24)	
		56	55,95781		80 d	e^+ (0,9—1,5), γ (0,47—1,4)	
		57			270 d	e^+ (0,32), γ (0,11—0,21), K	
		58			72 d	e^+ (0,47), γ (0,805), K	
		58*			9,2 h	γ (0,024)	
		59	58,95182	100			34

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
27	**Co**	**60** (Zs)	59,95250		4,95 a	e^- (0,31), γ (1,1715, 1,3316)	
		60* (Zs)			10,7 min	e^- (1,56), γ (0,059)	
		61			1,64 h	e^- (1,4), γ (0,5)	
		62			13,9 min	e^- (2,3), γ (1,3)	
		62*			1,6 min	e^-, γ	
		64			4—5 min	e^-	
28	**Ni**	56			6,4 d	K, γ (0,17—1,75)	
		57 (Zs)	56,95719		1,49 d	e^+ (0,835), γ (1,97)	
		58	57,95360	67,76			4,2
		59	58,95290		$7,5 \cdot 10^4$ a	K, γ (0,007—0,075)	
		60	59,94948	26,16		e^- (0,069)	2,5
		61	(60,94928)	1,25			2
		62	61,944	3,66			15
		63			85 a	e^- (0,06)	
		64	63,94733	1,16			3,0
		65 (Zs)			2,56 h	e^- (2,10), γ (0,37, 1,12, 1,49)	
		66			2,34 d	e^-, γ (0,280)	
29	**Cu**	58			7,9 min	e^+	
		60			24,6 min	e^+(3,3, 1,8),γ(1,5)	
		61	60,95168		3,33 h	e^+ (0,19—1,20), γ (0,07—0,65), K	
		62			9,33 min	e^+ (2,92), γ (0,56)	
		63	62,94862	69,1			4,3
		64 (Zs)	63,94913		12,88 h	e^- (0,57), e^+ (0,57), K, γ (1,3)	
		65	64,94749	30,9			2,1
		66			5,1 min	e^- (1,59—2,63), γ (1,04)	
		67			2,44 d	e^- (0,39—0,57)	
30	**Zn**	62			9,33 h	K (?), e^+ (0,665), γ (0,0418)	
		63			38 min	e^+ (0,47—2,36), γ (0,96, 1,89, 2,60)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
30	**Zn**	64	(63,94880)	48,89			0,5
		65 (Zs)			250 d	e^+ (0,325), γ (1,11), *K*	
		66	65,9468	27,81			
		67	66,9483	4,11			
		68	67,9488	18,56			
		69* (Zs)			13,8 h	(0,43)	
		69 (Zs)			57 min	e^- (0,89)	
		70	69,946	0,62			0,09
		71			2,2 min	e^- (2,1), γ	
		72			2,4 h	e^- (0,3, 1,6), γ	
31	**Ga**	64			2,6 min	e^+ (5), γ (0,97—3,8)	
		65			15 min	e^+ (2,2—2,5), γ (0,054, 0,117), *K*	
		66			9,4 h	e^+ (0,4—4,1), γ (1,05—4,78)	
		67			3,24 d	*K*, γ (0,09—1,1)	
		68			1,10 h	e^+ (0,77—1,88), γ (1,1)	
		69	68,955	60,2			1,8
		70			20 min	e^- (1,65), γ	
		71	70,953	39,8			4,5
		72 (Zs)			14,25 h	e^- (0,64—3,15), γ (0,63—2,5)	
		73			4,94 h	e^- (1,4), γ (0,01—0,05)	
		74			9 d	e^- (0,8)	
32	**Ge**	66			~2,33 h	e^+	
		67			21 min	e^+	
		68			250 d	*K*	
		70		20,55			3,3
		71*			40 h	e^+ (1,2)	
		71			11 d	e^+ (0,6), *K*	
		72		27,37			0,9
		72*			0,3 μs	γ (0,68), *I*	
		73		7,61			14

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
32	**Ge**	74		36,74			0,6
		75			82 min	e^- (0,614—1,137), γ (0,26—0,57)	
		76		7,67			0,35
		77			12 h	e^- (0,71—2,2), γ (0,042—1,75)	
		77*			59 s	e^- (2,8), γ (0,380)	
		78			$1{,}31 \cdot 10^{-4}$	e^- (0,9)	
33	**As**	69			52 min	e^+ (0,6)	
		71			20,1 d	e^+ (0,815), γ (0,175), K	
		72			1,08 d	e^+ (0,25—3,38), γ (0,162—3), K	
		73 (Zs)			76 d	e^- (0,7, 3,4), K, γ (0,135, 0,54)	
		73*			50 h	e^+ (0,6)	
		74			17,82 d	e^- (0,69—1,36), e^+ (0,92—1,53), γ (0,59—0,63)	
		75	74,934	100			4,1
		76 (Zs)			1,115 d	e^- (0,48—2,96), γ (0,55—2,06), K	
		77 (Zs)			1,58 d	e^- (0,17—0,67), γ (0,08—0,52)	
		78			1,52 h	e^- (1,4, 4,1), γ (0,27)	
34	**Se**	70			44 min	e^+	
		72			9,7 d	K	
		73			7,1 h	e^+ (1,3—1,6), γ (0,067), e^-, K	
		74		0,87			44
		75 (Zs)			127 d	γ (0,066—0,40), K	
		76		9,02			82
		77		7,58			
		77*			17,5 s	γ (0,15—0,001), I, e^- (0,14—0,16)	40
		78	77,938	23,52			0,4
		79			$6{,}5 \cdot 10^4$ a	e^- (0,16)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
34	Se	79*			3,88 min	γ (0,0959), I, e⁻ (0,083—0,09)	
		80	79,942	49,82			0,53
		81			17 min	e⁻ (1,38)	
		81*			58 min	γ (0,1031), I	
		82		9,19			
		83			26 min	e⁻ (1,5), γ (0,041—1)	
		83*			67 s	e⁻ (3,4)	
		84			~2 min	e⁻	
35	Br	75			1,7 h	e⁺ (0,3—1,7), K	
		76			17,2 h	e⁺ (0,6—3,57), γ (0,25—1,2)	
		77			2,38 d	e⁺ (0,336), K, γ (0,086—1)	
		78			6,5 min	e⁺ (2,3), γ (0,046, 0,108)	
		79	78,944	50,6			10,2
		80			4,54 h	γ (0,48, 0,36), I	
		80*			18 min	e⁺, e⁻ (0,7—1,9), γ, K	
		80**			4,45 h	γ (0,045), I	2,6
		81	80,942	49,4			
		82			1,495 d	e⁻ (0,18—0,45), γ (0,25—1,45)	
		83			2,33 h	e⁻ (0,94), γ (0,03—0,09)	
		84			35 min	e⁻ (1,72—4,7), γ (0,9, 1,9)	
		85			3 min	e⁻ (2,5), γ (0,3)	
		87			56,1 s	e⁻ (2,6), n (8), γ (5,4)	
		88			15,5 s	e⁻	
36	Kr	77			1,1 h	e⁺ (1,7), K, γ	
		78	77,945	0,35			0,3
		79 (Zs)			34 h	e⁺ (0,33—0,59), K, γ (0,263)	
		79 (Zs)			55 s ?	γ (0,127)	
		80		2,01			90
		81			$2{,}1 \cdot 10^5$ a	K	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
36	**Kr**	81*			13 s	γ (0,187), e^-	
		82	81,93842	11,5			40
		83		11,55	113 min	γ (0,032—0,009), e^-, I	200
		84	83,93849	56,90			0,16
		85*			4,36 h	e^- (0,8), γ (0,3)	<15
		85			10,27 a	e^- (0,69—0,15), γ (0,14—0,54)	
		86	85,93658	17,37			0,06
		87			78 min	e^- (1,27—3,63), γ (0,4, 1,9)	<600
		88			2,77 h	e^- (0,56—2,8), γ (0,28)	
		89			3,2 min	e^- (3,9), γ	
		90			~33 s	e^- (3,2)	
		91			10 s	e^- (3,6), γ	
		92			2,4 s	e^-	
		93			2,3 s	e^-	
		94			1,4 s	e^-	
		97			1—2 s	e^-	
37	**Rb**	81			4,7 h	e^+ (0,9), γ (0,95)	
		82*			1,25min	e^+ (3)	
		82			6,3 h	e^+ (0,17—3,15), K, γ (0,18—1,46)	
		85	84,93100	72,15			0,90
		86 (Zs)	85,93736		19,5 d	e^- (1,82, 0,716), γ (1,08)	
		87	86,9295	27,85	$6{,}3 \cdot 10^{10}$ a	e^- (0,28), γ (0,4)	0,14
		88			18 min	e^- (5,1), γ (0,9—2,9)	<200
		89			15,5 min	e^- (0,3—4,5), γ	
		90			2,74min	e^- (5,7), γ	
		91			1,67min	e^- (4,6), γ	
		92			1,3 min	e^- (3,0), γ	
		93			kurz	e^-	
		94			kurz	e^-	
		97			kurz	e^-	
38	**Sr**	84		0,56			~100
		85			65 d	γ (0,15—0,51), K	
		85*			72 min	e^-, γ (0,007—0,23), K	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2] (MeV)	σ_A (Barn)
38	**Sr**	86	85,9354	9,86			1,3
		87	86,9352	7,02	2,8 h	e^-, γ (0,386)	
		88	87,93360	82,56			0,005
		89	88,93398		54,5 d	e^- (1,46), γ (0,92)	<130
		90			20 a	e^- (0,54)	~1
		91			9,7 h	e^- (0,62—2,66), γ (0,55—1,41)	
		92			2,7 h	e^-	
		93			7 min	e^-	
		94			~2 min	e^-	
		97			kurz	e^-	
39	**Yt** (*Y*)	85			5 h		
		86			14,6 h	e^+ (1,8, 1,19)	
		87*			14 h	e^+ (1,0), γ (0,38), *K*	
		87			80 h	e^+ (0,7), *K*, γ (0,39—0,48)	
		88*	87,93758		2,0 h	e^+ (1,2)	
		88			108 d	e^+ (0,83), γ (0,90—2,8), *K*	
		89		100			1,4
		89*			16 s	*I*, γ (0,917)	
		90			61 h	e^- (2,27)	
		91			61 d	e^- (1,56)	
		91*			51 min	γ (0,551), *I*	
		92			3,5 h	e^- (3,6), γ (0,7—1,11)	
		93			10 h	e^- (3,1), γ (0,7)	
		94			16,5 min	e^- (3,5), γ (0,5)	
		95			10,5 min	e^-	
		97			kurz	e^-	
40	**Zr**	86			17 h	*K*	
		87			1,57 h	e^+ (2,0), γ (0,35, 0,65)	
		88			150 d	*K*, γ (0,4)	
		89			78 h	e^+ (0,91), γ (0,027—1,27)	
		89*			4,5 min	e^+ (0,85, 2,5), γ (0,59, 1,5), *K*, *I*	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
40	**Zr**	90		51,46			0,1
		91		11,23			1,5
		92		17,11			0,2
		93			$9{,}5 \cdot 10^5$ a	e^- (0,06)	
		94		17,40			0,07
		95 (Zs)			65 d	e^- (0,364—0,91), γ (0,23—0,75)	
		96		2,80	$6{,}2 \cdot 10^{16}$ a	e^- (3,4)	0,05
		97			17 h	e^- (0,49—1,91), γ (0,74—1,42)	
		97*			6 min	e^- (1,3)	
41	**Nb** (Cb)	90			14,7 h	e^+ (1,4), γ (0,1—1,1)	
		91*			60 d	γ (0,1), I	
		92			9,8 d	e^- (1,38), γ (0,9—0,009)	
		92*			21,6 h	e^- (1,2), γ (0,6)	
		93	92,926	100			1
		93*			42 d	γ (1,84), I	
		94*			6,6 min	γ ($\sim$0,041), I, e^- (1,3)	
		94			$5 \cdot 10^4$ a	e^- (0,12—0,42), γ (0,14—0,44)	
		95			38,7 d	e^- (0,15), γ (0,016—0,77)	
		95*			90 h	γ (0,22), I	
		96			23,4 h	e^- (0,75), γ (0,22—1,19)	
		97			75 min	e^- (1,27), γ (0,67)	
		97*			60 s	γ (0,747)	
		98			30 min	e^-	
		99			2,5 min	e^- (3,2)	
42	**Mo**	91*			73 s	e^+ (2,6), γ (0,3)	
		91			15,5 min	e^+ (3,7)	
		92		15,86			<0,006
		93			17 min	e^+ (2,65), γ	
		94	93,93522	9,12			
		95	94,945	15,70			13
		96	95,93558	16,50			1
		97	96,93693	9,45			2
		98	97,944	23,75			0,13

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2] (MeV)	σ_A (Barn)
42	**Mo**	**99** (Zs)			2,8 d	e^- (1,225), γ (0,002—0,78)	
		100	99,93829	9,62			0,2
		101			14 min	e^- (1,2, 2,1), γ (0,19, 0,96)	
		102			12 min	e^-	
		105			~5 min	e^-	
43	**Tc** (Ma)	92*			43,5 min	e^+ (4,3), γ (0,39), K	
		92			4,5 min	e^+ (4,1), γ, K	
		93			2,7 h	e^+ (0,83), K, γ (1,32, 2,2)	
		94			52,2 min	e^+ (2,41), K, γ (0,874—3,27)	
		94*			53 min	γ, (0,033), I	
		95			20 h	K, γ (0,76, 0,93, 1,07)	
		95*			62 d	e^+ (0,4), K, γ (0,04—0,81)	
		96			4,2 d	K, γ (0,24—1,19)	
		97			90 d	γ (0,096, 0,18), I	
		98*			40 min	e^- (~2), γ (0,2, 0,86), K	
		98			2,8 d	e^- (2,1), K, γ	
		99			2,12 · 10⁵ a	e^- (0,292)	
		99*			6,1 h	e^- (1,14), γ (0,002—0,14), I	
		100			80 s	e^- (2,3), γ (0,6)	
		101			16 min	e^- (1,2), γ (0,3—0,5)	
		102			kurz	e^-	
		105			kurz	e^-	
44	**Ru**	95			1,65 h	e^+ (1,1), K, γ (0,5—0,95)	
		96	95,946	(5,68)			0,01
		97			2,8 d	K, γ (0,18—0,95)	
		98		(2,22)		e^- (0,2)	
		99	98,944	(12,81)			
		100		(12,70)			
		101		(16,98)			
		102		(31,34)			1,2

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
44	**Ru**	**103** (Zs)			39,8 d	e^- (0,13, 0,695), γ (0,04—0,61)	
		104		(18,27)			0,7
		105 (Zs)			4,4 h	e^- (1,15), γ (0,13, 0,72)	
		106			290 d	e^-(~0,03)	
		107			4 min	e^- (4,0)	
45	**Rh**	99			4,5 h	e^+ (0,74), γ (0,286—2,4)	
		100			20,8 h	e^+ (0,15—2,6), K, γ (0,29—2,4)	
		101			4,3 d	K, γ (0,14—0,30)	
		102			210 d	e^- (1,04—1,13), e^+, γ (0,46), K	
		103		100			150
		103*			56 min	γ (0,03), I	
		104*			4,4 min	γ (0,055, 0,080), I	
		104			42 s	e^- (2,6), γ (0,55, 1,2)	
		105* (Zs)			45 s	γ (~0,1), I	
		105 (Zs)			36,5 h	e^- (0,57), γ (0,32)	
		106			30 s	e^- (2,0—3,51), γ (0,51—2,4)	
		107			24 min	e^- (1,2)	
		109			<1 h	e^-	
46	**Pd**	100			4 d	K, γ (0,09, 1,8)	
		101			9 h	e^+ (0,53), K	
		102		0,8			
		103 (Zs)			17 d	K, γ (0,04)	
		104	103,93690	9,3			
		105	104,945	22,6	~23 s		
		106	105,945	27,2			
		107			~7 · 10^7 a	e^-	
		108	107,93690	26,8			11
		109 (Zs)			13,6 h	e^- (1,03), γ (0,086, 1,21)	
		110	109,94098	13,5			0,4
		111			22 min	e^- (2,15), γ (0,38—0,73)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
46	**Pd**	112			21 h	e^- (0,2)	
47	**Ag**	102			73 min	e^+, K	
		104			16,3 min	e^+	
		105			45 d	γ (0,06—0,44), K	
		106			24,2 min	e^+ (0,45—1,5), γ (0,511)	
		106*			8,2 d	e^- (1,2), K, γ (0,22—1,55)	
		107	106,948	51,35			30
		107*			44 s	γ (0,093), I	
		108	107,947				
		108			2,44 min	e^- (1,15), γ (0,43, 0,62), K, e^+ (0,78)	
		109	108,947	48,65			84
		109*			40 s	γ (0,086—1,21), I	
		110*	109,94218		24,2 s	e^- (2,24—2,82)	
		110 (Zs)			270 d	e^- (0,08—2,885), γ (0,116—1,504)	
		111 (Zs)			7,6 d	e^- (0,7—1,04), γ (0,24, 0,37)	
		112			3,2 h	e^- (4,2), γ (0,86)	
		113			5,3 h	e^- (2,0)	
		115			20 min	e^- (3,0), γ	
		115*			~3 min	e^-	
48	**Cd**	105			57 min	e^+ (1,7), K, γ (0,025—0,60)	
		106		1,215			~1
		107			6,7 h	e^+ (0,32), K, γ (0,09—0,84)	
		108		0,875			
		109			470 d	K, γ (0,086), e^- (0,064—0,085)	
		110	109,93911	12,39			0,2
		111		12,75			
		111*			50 min	γ (0,14—0,24), I	
		112	111,93999	24,07			0,03
		113	112,94206	12,26			25,000
		113*			2,3 min	γ, I	
		114	113,94013	28,86		γ (0,54—0,71)	0,14

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
48	**Cd**	**115*** (Zs)	114,94363		2,2 d	e^- (1,11), γ (0,33—0,71)	
		115			44 d	e^- (0,32—1,63), γ (0,33—1,28)	
		116	115,94212	7,58			1,4
		117			50 min	e^- ($\sim$1,3—1,7), γ (0,16—2,00)	
49	**In**	110*			66 min	e^+ (2,25), γ (0,66)	
		110			5 h	γ (0,119-0,935), K	
		111			65 h	K, γ (0,079, 0,247)	
		112			9 min	e^+ ($\sim$1,7), e^-, K, γ (0,095)	
		112*			20,7 min	γ (0,16), I	
		112			17,5 min	e^+ (1,3), γ (0,095)	
		113		4,23	$>10^{14}$ a		60
		113*			105 min	γ (0,39), I	
		114 (Zs)	113,94329		48,5 d	γ (0,19), I, e^-	
		114 (Zs)			72 s	e^- (1,98), γ (0,55—1,3)	
		115	114,94207	95,77			52
		115*			4,5 h	γ (0,34), e^- (0,830), I	
		116*	115,94398		13 s	e^- (2,95)	
		116 (Zs)			53,93min	e^- (0,6, 0,87, 1,0), γ (0,14—2,09)	
		117			140 min	e^-, γ (0,16—0,72)	
		118			4,5 min	e^- (1,5), γ	
		119			17,5 min	e^- (2,7)	
50	**Sn**	108			4,0 h	K	
		111			35 min	e^+ (1,45), K	
		112		0,95			1,3
		113*			30 min	e^+ (1,2)	
		113 (Zs)			118 d	K, γ (0,255—0,401)	
		114	113,94109	0,65			
		115	114,94154	0,34			
		116	115,93806	14,24			0,006
		117		7,57			
		117*	116,94171		14,0 d	γ (0,16), I, e^- (0,13, 0,15)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
50	**Sn**	118	117,939	24,01			0,01
		119	118,938	8,58			
		119*			255 d	γ (0,0242—0,0653), I	
		120	119,93904	32,97			0,001
		122	121,94260	4,71			0,1
		123*			125 d	e^- (∼1,5), γ (0,394)	
		123			41,5 min	e^- (1,23), γ (0,153)	
		124	123,943	5,98			0,004
		125			9,8 min	e^- (0,52—2,04), γ (∼0,326)	
		126			70 min	e^- (0,7), γ (1,2)	
		127			1,5 h	e^-	
51	**Sb**	116*			15,5 min	e^+ (1,45, 2,4), K, γ (0,9—2,2)	
		116			2,8 h	K, e^- (0,46), γ (0,16, 0,49)	
		117			2,8 h	K, e^- (0,46), γ (0,15—0,49)	
		118*			5,1 h	K, γ (0,23, 1,5), e^- (0,2)	
		118			3,6 min	e^+ (3,1)	
		119			39 h	K	
		120*			14,5 min	e^+ (1,7), K, γ (0,9—2,2)	
		120			6 d	K, γ (1,1)	
		121		57,25			5,7
		122 (Zs)			2,8 d	e^- (1,36, 1,94), γ (0,56, 0,68, 1,25)	
		122* (Zs)			3,5 min	e^- (0,14), I, γ (0,068)	
		123		42,75			3,8
		124			60 d	e^- (0,48—2,37), γ (0,12—2,07)	
		124*			21 min	e^-, γ (0,02), I	
		124**			1,3 min	e^- (3,2), γ (0,014), I	
		125 (Zs)			2,7 a	e^- (0,29, 0,616), γ (0,036—0,63)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
51	**Sb**	126			28 d	e^-, γ (1,86)	
		127			93 h	e^- (0,8), γ (0,72)	
		129			4,2 h	e^-	
		130			40 min	e^-	
		131			23,2 min	e^-	
		132			2,2 min	e^-	
		133			4,5 min	e^-	
		134			50 s	e^-	
52	**Te**	117			2,6 h	e^+	
		118			6,0 d	K	
		119			17 d	K, e^- (0,2, 0,5), γ (1,6)	
		120		0,089			70
		121			4,5 d	K, γ (1,6), e^- (0,2—0,5)	
		121*			143 d	γ (0,0818—0,2136), I	
		121**			$5 \cdot 10^{-8}$ s	γ (0,21), I	
		122		2,46			2,7
		123		0,87			390
		123*			121 d	γ (0,159), I	
		124		4,61			6
		125		6,99			1,5
		125*			~60 d	e^- (0,12), I, γ (0,035, 0,11)	
		126	125,9427	18,71			0,77
		127 (Zs)			9,3 h	e^- (0,76)	
		127* (Zs)			90 d	γ (0,089), I	
		128	127,9471	31,79			0,3
		129*					
		129			35 d	γ (0,102), I	
		129			72 min	e^- (1,8), γ (0,3, 0,8)	
		130	129,9467	34,49			0,3
		131*			30 h	γ (1,18), I	
		131			25 min	e^- (1,4, 2), γ (0,16, 0,7)	
		132			77 h	e^- (0,3), γ (0,22)	
		133*			~2 min	e^- (2,4, 1,2), γ (0,6, 1,0)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
52	**Te**	133			60 min	e^-, I, γ (0,4)	
		134			43 min	e^-	
		135			~2 min	e^-	
53	**I**	120			30 min	e^+ (4,0), K, γ	
		121			1,5 h	e^+ (1,2, 4,0), e^- (0,185), K, γ	
		122			3,4 min	e^+ (3,08), K, γ	
		123			13 h	K, e^- (0,15), γ (0,15)	
		124			4,5 d	e^+ (0,67, 1,5, 2,2), γ (0,6—2,07)	
		125 (Zs)			60 d	K, γ (0,035, 0,109)	
		126			13,0 d	e^- (0,87, 1,2), γ (0,39, 0,67), e^+ (0,54, 1,2)	
		127	126,946	100			6,1
		128			25 min	e^- (2,2), γ (0,4), K, e^+	
		129			1,72 · 10⁷ a	e^- (0,12), γ (0,04)	11
		130			12,6 h	e^- (0,61, 1,03), γ (0,42, 0,54, 0,67, 0,74)	
		131 (Zs)			8,14 d	e^- (0,6, 0,25), γ (0,08, 0,28, 0,36, 0,637)	600
		132			2,4 h	e^- (1,0, 2,1), γ (0,6—2,00)	
		133			21 h	e^- (0,4—1,3), γ (0,53—1,4)	
		134			52,5 min	e^-, γ (>1)	
		135			6,6 h	e^- (1,4), γ (1,27, 2,0)	
		136			1,43 min	e^- (6,5), γ (1,4—2,9)	
		137			19,3 s	e^- (0,56), n	
		138			5,9 s	e^-	
		139			2,6 s	e^-	
54	**Xe** (X)	124		0,096			
		125			18 h	K, γ (0,05—0,46)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
54	**Xe (X)**	126		0,090			
		127			75 s	γ (0,175, 0,125, 0,35), I	
		127			34 d	γ (0,05—0,37), K	
		128		1,919			<5
		129	128,94533	26,44			45
		129*			8 d	γ (0,04—0,196), I	
		130		4,08			<5
		131		21,18			120
		131*			11 d	γ (0,162), I	
		132	131,94729	26,89			<5
		133			5,27 d	γ (0,082—0,236), e^- (0,315)	
		133*			2,3 d	γ (0,23), I	
		134		10,44			<5
		135 (Zs)			9,2 h	e^- (0,905), γ (0,25)	$3,5 \cdot 10^6$
		135*			15,5 min	γ (0,52), I	
		136		8,87			0,15
		137			3,9 min	e^- (4,0)	
		138			17 min	e^- (2,7)	
		139			41 s	e^-	
		140			16 s	e^-	
		141			3 s	e^-	
		143			1 s	e^-	
		144			1 s	e^-	
		145			0,8 s	e^-	
55	**Cs**	127			5,5 h	e^+ (~1,2)	
		128			3,8 min	e^+ (~3), K	
		129			31 h	K, e^- (0,3), γ (0,5)	
		130			30 min	e^+ (1,97), e^- (0,44)	
		131			9,6 d	K	
		132			7,1 d	K, γ (0,66), e^- (0,6)	
		133		100			29
		134* (Zs)			3,15 h	γ (0,128), I	
		134 (Zs)			2,3 a	e^- (0,09—0,65), γ (0,2—1,36), K	
		135			$2,1 \cdot 10^6$ a	e^- (0,21)	~15
		136			13 d	e^- (0,28), γ (1,2)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
55	**Cs**	**137** (Zs)			33 a	e^- (0,52, 1,18), γ (0,66)	<2
		138			32 min	e^- (2,0—3,4), γ (0,46—1,44)	
		139			9,5 min	e^-	
		140			66 s	e^-	
		141			kurz	e^-	
		142			~1,5 min	e^-	
		143			kurz	e^-	
		144			kurz	e^-	
		145			kurz	e^-	
56	**Ba**	128			2,4 d	e^+ (0,3—3,1), K, γ	
		129			2 h	e^+	
		130		0,101			0,03
		131 (Zs)			11,7 d	K, γ (0,055—0,585)	
		132		0,097			6
		133			10 a	K, γ (0,057—0,36)	
		133*			37,8 h	γ (0,276), I, e^-	
		134		2,42			2
		135		6,59			5
		136		7,81			0,4
		137		11,32			4,9
		137*			158 s	γ (0,663), I, e^- (0,54—0,66)	
		138	137,916	71,66			0,6
		139			84 min	e^- (2,27), γ (0,16, 1,05), K	4
		140 (Zs)			13,4 d	e^- (0,48, 1,02), γ (0,14—0,539)	
		141			18 min	e^- (2,8), γ	
		142			6 min	e^-	
		143			<1 min	e^-	
		144			kurz	e^-	
		145			kurz	e^-	
57	**La**	131			58 min	e^+ (1,6)	
		132			4,5 h	e^+ (3,5), γ (1,0)	
		133			4,0 h	e^+ (1,2), K, γ (0,8)	
		134			6,5 min	e^+ (2,7), K	
		135			19,5 h	K, γ (0,76—0,88)	
		136			9,5 min	e^+ (1,8), K	
		137			>400 a	K	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2] (MeV)	σ_A (Barn)
57	**La**	138		0,089	$7 \cdot 10^{10}$ a	e^+ (1,0), e^-, K, γ (0,53—1,39)	
		139	138,955	99,911			8,8
		140 (Zs)			1,65 d	e^- (1,32—2,26), γ (0,069—1,904)	
		141			3,7 h	e^- (0,9, 2,43), γ (1,53)	
		142			74 min	e^- (>2,5), γ	
		143			15 min	e^-	
		144			kurz	e^-	
		145			kurz	e^-	
58	**Ce**	133			6,3 h	e^+ (1,3), K, γ (1,8)	
		134			72 h	K	
		135			22 h	K, e^+ (0,81)	
		136		0,193			~25
		137			36 h	K, e^- (0,18), γ (0,25)	
		138		0,250			~9
		139			140 d	K, e^- (0,15), γ (0,17, 0,28)	
		140		88,48		e^- (0,44)	0,6
		141 (Zs)	140,95335		33,11 d	e^- (0,44—0,53), γ (0,146)	
		142		11,07			1,8
		143			36 h	e^- (0,71—1,39), γ (0,035—0,72)	
		144 (Zs)			310 d	e^- (0,307—0,446), γ (0,03—0,13)	
		145			14 min	e^- (0,9), γ	
		146			1,8 d	e^-	
59	**Pr**	138			2 h	e^+ (1,4), K	
		139			4,5 h	e^+ (1,0), K	
		140			3,5 min	e^+ (2,23), K	
		141		100			11
		142			19,2 h	e^- (0,66—2,52), γ (0,135, 1,58)	
		143			13,8 d	e^- (0,922)	
		144			17,5 min	e^- (0,60—2,96), γ (0,06—2,19)	
		145			25 min	e^- (3,8)	
		146			25 min	e^- (~3), γ (1,4)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2] (MeV)	σ_A (Barn)
60	**Nd**	138			22 min	e^+ (2,4)	
		139			5,5 h	e^+ (3,1), K, γ (1,3)	
		140			3,3 d	K, γ (1,2)	
		141			2,5 h	e^+ (0,7), K, γ (1,25)	
		142		27,13			18
		143		12,20			290
		144	143,95607	23,87			5
		145		8,30			50
		146	145,964	17,18			10
		147 (Zs)			11,9 d	e^- (0,38—0,82), γ (0,09—0,53)	
		148	147,964	5,72			3
		149	148,96775		2 h	e^- (0,95—1,5), γ (0,03—0,65)	
		150	149,96878	5,60	$5 \cdot 10^{10}$ a	e^- (0,011)	2
		151			12 min	e^- (1,93), γ (0,09—1,14)	
61	**Pm** (Il)	141			20 min	e^+ (2,4—2,8), γ	
		143			~1 a	K, γ (0,67), e^- (0,6)	
		144			~16 d	e^+ (0,45)	
		146			1,25—2,5 a	e^- (0,75), K, γ ?	
		147			2,3 a	e^- (0,20)	~60
		148			5,3 d	e^- (2,5), γ (0,8)	
		148*			42 d	e^- (0,7, 2,7), K, γ (0,54)	
		149			47 h	e^- (1,1), γ (0,28, 1,3)	
		150			2,7 h	e^- (3,0, 2,0), γ (0,3, 1,4)	
		151			12 min	e^-	
62	**Sm** (Sa)	144		3,16			
		145			410 d	γ (0,24, 0,95), K	
		147		15,07	$6,7 \cdot 10^{11}$ a	α	
		148		11,27			
		149		13,84			50000
		150		7,47			
		151			73 a	e^- (0,08), γ (0,02)	7000
		152		26,63			150
		153 (Zs)			1,96 d	e^- (0,63—0,80), γ (0,07—0,10)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
62	**Sm**	154		22,53			5
		155			24 min	e^- (1,9), γ (0,10—0,24)	
		156			~10 h	e^- (0,8)	
63	**Eu**	145			5 d	K, e^- (0,2)	
		146			38 h	K, e^- (0,4)	
		147			24 h	K, α (2,9), e^- (0,2)	
		148			59 d	K, e^- (0,38), γ (0,69)	
		150			13,1 h	e^+ (1,07)	
		151		47,77			8400
		152			9,3 h	e^- (1,9), K, γ (0,122—1,12)	5000
		152* (Zs)			13 a	e^- (0,75), K, γ (0,122—1,12)	
		153		52,23			400
		154 (Zs)			16 a	e^- (0,34—1,58), K, γ (0,116—0,77)	1000
		155			1,7 a	e^- (0,15—0,25), γ (0,06—0,13)	13000
		156			15,4 d	e^- (0,5, 2,4), γ (2,0)	
		157			15,4 h	e^- (1,0, 1,8), γ (0,2, 0,6)	
		158			60 min	e^- (~2,6)	
64	**Gd**	148			>35 a	α (3,16)	
		150			>10^5 a	α (3,0), K, γ	
		151			150 d	K, γ (0,27)	
		152		0,20			<120
		153 (Zs)			236 d	K, γ (0,1)	
		154		2,15			
		155	154,977	14,73			70000
		156	155,976	20,47			
		157	156,976	15,68			~160000
		158	157,965	24,87			4
		159			18 h	e^- (0,95), γ (0,055, 0,38)	
		160	159,976	21,90			0,8
		161			3,6 min	e^- (1,5), γ (0,37)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
65	**Tb**	149			4 h	α (3,95)	
		152			4,5 h	K	
		153			5,1 h	K, e^- (0,15, 0,4), γ (0,23—1,2)	
		154			17,2 h	e^+ (2,6), K, γ (1,3)	
		155			190 d	K, e^- (0,1), γ (1,4)	
		156			5 h	e^+ (1,3), K	
		157			4,7 d	K, e^- (0,09, 0,2), γ (1,4)	
		159		100			44
		160			3,9 h	e^-	
		160 (Zs)			73,5 d	e^- (0,396—0,86), γ (0,086—0,96)	
		161			6,75 d	e^- (0,52), γ (0,05—1,28)	
66	**Dy**	156		0,0524			
		158		0,0902			
		159			136 d	K	
		160		2,294			
		161		18,88			
		162		25,53			
		163		24,97			
		164		28,18			2700
		165* (Zs)			1,25 min	e^- (0,13), γ (0,11—0,52), I	4700
		165 (Zs)			2,3 h	e^- (0,4, 1,25), γ (0,09—1,01)	
		166			82 h	e^- (0,22), γ (0,056)	
67	**Ho**	160			2,5 min	K, e^+ (1,3), e^- (0,17), γ (1,2)	
		161			4,6 h	K, e^+ (2), e^- (0,1), γ (1,1)	
		162			65 d	e^- (0,16), γ (1), K	
		163			5,2 d	K, γ (0,4, 1,4), e^- (0,4)	
		164			35 min	e^- (0,95)	
		165	164,98	100			64
		166 (Zs)			27,3 h	e^- (0,55—1,84), γ (0,08, 1,36)	
68	**Er**	162		0,136			

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2] (MeV)	σ_A (Barn)
68	**Er**	163			75 min	γ (0,43, 1,1)	
		164		1,56			
		165			10 h	K, e^- (0,22)	
		166		33,41			9
		167		22,94			
		168		27,07			
		169			9,4 d	e^+ (0,33), γ (0,09—0,20)	
		170		14,88			20
		171 (Zs)			7,5 h	e^- (0,67—1,49), γ (0,11—0,42)	
69	**Tu** (Tm)	166			7,7 h	e^+ (2,1), K, e^- (0,24—1,0), γ (1,7)	
		167			9,6 d	γ (0,22—0,95), e^- (0,2), K	
		168			85 d	K, e^- (0,16, 0,5), γ (0,21—0,85)	
		169*		100	1 μs	γ (0,12), K	
		169					120
		170 (Zs)			120 d	e^- (0,88—0,968), γ (0,08)	
		171			~500 d	e^- (0,1)	
		171*			2,5 μs	γ (0,113), I	
70	**Yb**	168		0,140			11000
		169			$6{,}0 \cdot 10^{-7}$ s	K, γ (0,023—0,31)	
		170		3,03			
		171		14,31			
		172		21,82			
		173		16,13			
		174		31,84			50
		175 (Zs)			99 h	e^- (0,39), γ (0,13—0,396)	
		176		12,73			7
		177			$1{,}3 \cdot 10^{-7}$ s	e^- (1,3), γ (0,15)	
71	**Lu** (Cp)	170			1,7 d	e^- (0,1), γ (1,15), K	
		171*			~600 d	K, e^- (0,1), γ (1)	
		171			9 d	K, e^- (0,17, 0,7), γ (1,2)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
71	**Lu** (Cp)	172			16, 8h	K, e^- (0,13, 0,6), γ (1,2)	
		173			~500 d	K, e^- (0,1, 0,18), γ (0,22, 0,8)	
		174			165 d	e^- (0,6), K, γ (1)	
		175		97,40			~30
		176		2,60	$2{,}4 \cdot 10^{10}$ a	e^- (0,21, 0,40), γ (0,18, 0,27), K	4000
		176*			220 min	e^- (1,15), γ (0,09)	
		177 (Zs)			163 h	e^- (0,495), K, γ (0,11, 0,20), 0,32)	
72	**Hf**	170			1,87 h	e^+ (2,6)	
		171			16 h	K, e^- (0,15), γ (1,4)	
		172			~5 a	K, e^- (0,23), γ (0,28, 0,8)	
		173			23,6 h	K, e^- (0,1, 0,22), γ (1)	
		174		0,18	165 d	e^- (0,06—0,6), K, γ (1)	~500
		175			70 d	K, γ (0,09—0,43)	
		176	175,99234	5,15	3,67 h	e^- (1,1—1,25), γ (0,089), K	~150
		177		18,39			370
		178	177,99381	27.08			80
		179		13,78			~60
		180	180,00440	35,44			13
		181 (Zs)			46 d	e^- (0,408), γ (0,13—0,61)	
73	**Ta**	176			8 h	K, e^- (0,12, 0,18, 1,2), γ (1,7)	
		177			2,21 d	K, (0,1), γ (1,4)	
		178			16 d	K, γ (1,1)	
		178*			9,35min	e^+(1,06),K, γ(1,5)	
		178**			2,1 h	e^+(~1), K, γ(1,3)	
		179			~600 d	K, e^- (0,1), γ (0,7)	
		180			8,2 h	K, e^- (0,605—0,705, γ (0,09—0,102)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
73	**Ta**	181*		100	22 μs	γ (0,133), I	21
		181	180,928				
		182 (Zs)			111,2 d	e^- (0,05—1,1), γ (0,07—0,26)	
		182*			16,2 min	e^- (0,12, 0,6), γ (0,18), I	
		182**			0,33 s	γ (0,01)	
		185			46 min	e^- (1,7)	
74	**W**	176			80 min	K, e^+ (2), γ (1,3)	
		177			135 min	K, e^- (0,1, 0,45), γ (0,45, 1,2)	
		178			21,5 d	K, γ (0,27)	
		179			30 min	K	
		179*			5,2 min	I	
		180		0,135			~20
		181			140 d	K, γ (0,14, 1,83)	
		182	182,0038	26,4			19
		183	183,00321	14,4			11
		184	184,0060	30,6			2,0
		185*			1,85 min	I, e^- (0,075)	
		185			73 d	e^- (0,43)	
		186		28,4			34
		187 (Zs)			24 h	e^- (1,33, 0,63), γ (0,072—0,686)	~80
75	**Re**	182*			12,7 h	I, e^- (0,16, 1), γ (0,4, 1,6)	
		182			64 h	K, e^- (0,11—0,6), γ (0,22, 1,52)	
		183			240 d	K, e^+ (1,07), γ (0,14—1)	
		184*			2,2 d	I, e^- (0,2, 1,0), γ (0,04—0,16)	
		184			50 d	K, γ (0,04, 1,2), e^-	
		185		37,07			100
		186 (Zs)			3,87 d	e^- (0,3—1,07), γ (0,13—0,76)	
		187	186,981	62,93	$4 \cdot 10^{12}$ a	e^- (0,040)	63
		188*			18,7 min	I	
		188 (Zs)			16,9 h	e^- (2,07, 1,92), γ (0,15—1,32)	
		189			150 d	e^- (0,2), γ (1)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
76	**Os**	182			24 h	*K*, e^- (0,15, 0,42), γ (0,34, 1,62)	
		183			12 h	*K*, γ	
		184		0,018			~20
		185			95 d	*K*, e^- (0,135), γ (0,16—0,88)	
		186		1,59			
		187		1,64			
		188		13,3			
		189		16,1			
		190	190,038	26,4			8
		191			15 d	e^- (0,1, 0,14), γ (0,04—0,129)	
		192	192,038	41,0			1,6
		193 (Zs)			1,3 d	e^- (1,03, 1,1), γ (0,07—0,568)	600
77	**Ir**	187			11,8 h	e^+ (2,2), *K*, γ (1,3)	
		188			41,5 h	e^+ (2,0), *K*, γ (1,8)	
		190			10,7 d	*K* ? γ (0,25, 0,6), e^- (0,09)	
		190*			3,2 h	e^- (1,7), *K*, γ	
		191	191,040	38,5			250
		192 (Zs)			4,37 d	e^- (0,24—0,84), γ (0,136—0,88)	
		192* (Zs)			1,42min	γ (~0,057 , *I*	
		193	193,041	61,5			120
		194 (Zs)	194,02637		19 h	e^- (2,18), γ (0,38—1,65)	
		195			140 min	e^- (1,8), γ (0,49, 0,84)	
		197			7 min	e^- (0,6—1,65), γ	
78	**Pt**	190		0,012			
		191			3 d	*K*, γ (0,062 — 0,537), e^- (0,5)	
		192	192,05	0,78			
		193			4,3 d	*K*, γ (0,14, 0,18, 1,5), e^- (0,11)	
		194	194,02403	32,8			
		195	195,02642	33,7			33,7
		195			88 min		

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
78	**Pt**	196	196,039	25,4			1,2
		197 (Zs)			18 h	e^- (0,67), γ (0,077, 0,19)	
		198	198,044	7,23			3,6
		199			29 min	e^- (1,8)	
79	**Au**	190			4,3 min	α (5,1), K, e^+	
		191			~1 d	K, γ	
		192			4,1 h	K, e^+ (~1,9), γ (0,4, 1,5, 2,3)	
		193			15,8 h	K, e^- (0,2), γ (0,05—0,24)	
		194			39 h	e^+ (1,8), K, γ (0,29, 0,33, 1,48, 2,1)	
		195			185 d	K, e^- (0,1), γ (0,03—0,13)	
		196*			14 h	K ?	
		196			5,6 d	e^- (0,34), γ (0,330—0,426), K	
		197	197,039	100			95
		197*			7,5 s	e^- (0,25), I, γ (0,08—0,275)	38000
		198 (Zs)			2,69 d	e^- (0,29—1,38), γ (0,41—1,087)	
		199			3,4 d	e^- (0,24, 0,29, 0,45), γ (0,05, 0,16, 0,21)	
		200			48 min	e^- (2,2), γ (0,37)	
80	**Hg**	189			0,7 min	α (5,7)	
		191			12,4 h	K	
		192			8,4 h	K	
		193			10 h	K, γ (0,032—0,58)	
		193*			29 h	e^+, I, γ (0,039—0,102)	
		195			38 h	K, I, γ (0,04—0,56)	
		196		0,146			2500
		197* (Zs)			17,4 h	e^+ (0,8), γ (0,13, 0,16, 0,27), K, I	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
80	**Hg**	**197** (Zs)			2,71 d	γ (0,07, 0,19), *K*	
		198		10,02			
		198*			32 h	*K*	
		199		16,84			2000
		199*			43 min	e^-, *I*, γ (0,05, 0,37)	
		200	200,028	23,13			<60
		201		13,22			<60
		202		29,80			3,8
		203 (Zs)	203,03550		47,9 d	e^- (0,208), γ (0,28)	
		204		6,85			0,47
		205	205,03980		5,5 min	e^- (1,75)	
81	**Tl**	198			1,8 h	γ (0,05—0,28), *I*	
		199			7 h	*K*, e^- (0,5), γ (0,05—0,49)	
		200			27 h	*K*, e^- (0,4), γ (0,25—1,36)	
		201			75 h	*K*, γ (0,032—0,16)	
		202			12 d	γ (0,40), *K* ?	
		203	203,03499	29,50			11
		204 (Zs)	204,03697		3,5 a	e^- (0,76), γ (0,076), *K*	
		205	205,03792	70,50			0,7
		206	206,04021		4,23 min	e^- (1,6)	
	(AcC″)	207	207,04189		4,7 min	e^- (0,63, 1,5), γ (0,87)	
	(ThC″)	**208**	208,04676		3,1 min	e^- (1,82), γ (0,04—3,32)	
		209	209,05044		2,2 min	e^- (2,0), γ (0,12)	
	(RaC″)	210	210,05537		1,32 min	e^- (1,80)	
82	**Pb**	198			25 min	*K*	
		199			1,3 h	*K*	
		200			18 h	*K*	
		201			8 h	*K*, γ	
		203			10,25 min	e^+ (1,66)	
		203*			52 h	e^- (0,15), γ (0,15—0,42), *K*	
		204	204,03612	1,48			0,9

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
82	**Pb**	204*			1,13 h	γ (0,9, 1,3), I	
		205	205,03831		51,5 d	e^- (0,3), γ (0,28)	
		206	206,03859	23,6			0,03
		207	207,04034	22,6	0,80 c	I	0,70
		208	208,04140	52,3			0,00045
		209	209,04623		3,32 h	e^- (0,64)	
	(RaD)	**210** (Zs)	210,04958		22 a	e^- (0,017), γ (0,016—0,047)	
	(AcB)	211	211,05450		36,1 min	e^- (0,57, 1,4), γ (0,065—0,83)	
	(ThB)	**212** (Zs)	212,05791		10,6 h	e^- (0,355—0,589), γ (0,11—0,30)	
		213	(213,06268)				
	(RaB)	214	214,06633		26,8 min	e^- (0,035—0,78), γ (0,05—0,35)	
83	**Bi**	197			1,7 min	α (6,14)	
		198			7 min	α (5,83), K	
		199			25 min	α (5,47), K	
		200			35 min	K	
		201			62 min	α (5,15), K	
		202*			110 min	K	
		203			$2 \cdot 10^4$ a	α (4,85)	
		204			12 h	K, e^- (0,2, 0,8), γ (0,22, 1,1)	
		205			14,5 d	K, γ (0,43—1,84)	
		206			6,4 d	γ (0,18—1,72), K	
		207	(207,04285)		~50 a	K, e^- (0,05—2,4), γ (0,14—2,5),	
		208	208,04451				
		209	209,04550	100	$2,7 \cdot 10^{17}$ a	α (3,15)	0,030
	(RaE)	**210**	210,04951		5 d	e^- (1,17), α	
		210*			$2,6 \cdot 10^6$ a	α (5,03), e^-	
	(AcC)	211	211,05300		2,16 min	α (6,75), γ (0,35), e^-	
	(ThC)	**212** (Zs)	212,05728		65 min	α (5,48—6,08), e^- (0,45—2,2), γ (0,04—1,79)	
		213	213,06072		47 min	α (5,86), e^- (0,96—1,4), γ (0,44)	
		214			19,7 min	α (5,5), e^- (3,15), γ (0,059—1,77)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
84	**Po**	200			11 min	α (5,84), K	
		201			18 min	α (5,70), K	
		202			52 min	α (5,59), K	
		203			47 min	α (5,56), K	
		204			3,8 h	α (5,37), K	
		205			1,5 h	α (5,3), K, γ (0,25—0,67)	
		206			9 d	α (5,2), K, γ (0,8)	
		207			5,7 h	α (5,1), K, γ (1,3)	
		208	208,04558		~3 a	α (5,10), K	
		209	209,04750		~200 a	α (4,9), K	
		210 (Zs)	210,04826		138 d	α (5,29), γ (0,084—0,80)	
	(AcC′)	211	211,05234		0,52 c	α (7,4), γ (0,54—0,87)	
	(ThC′)	212	212,05487		$3 \cdot 10^{-7}$ s	α (8,776)	
		213	213,05922		$4{,}2 \cdot 10^{-6}$ s	α (8,34)	
	(RaC′)	214	214,06185		$1{,}5 \cdot 10^{-4}$ s	α (7,68), γ (0,6—2,1)	
	(AcA)	215	215,06643		$1{,}83 \cdot 10^{-3}$ s	α (7,365), e^-	
	(ThA)	216	216,06919		$1{,}58 \cdot 10^{-1}$ s	α (6,774), e^-	
	(RaA)	218	218,07676		3,05 min	α (5,998), e^-	
85	**At** (Ab)	<202			43 s	α (6,5), K	
		203*			1,7 min	α (6,35), K	
		203			7 min	α (6,12), K	
		204			~25 min	K	
		205			~25 min	α (5,9), K	
		206			2,6 h	K	
		207			2 h	α (5,75), K	
		208			6,9 h	K, α (5,65)	
		209			5,5 h	α (5,65), K	
		210			8,3 h	K, γ (1,0)	
		211	(211,05317)		7,5 h	α (5,9), K	
		212	(212,05675)		0,25 s	α	
		214	214,06299		s. kurz	α (8,78)	
		215	215,06562		~10^{-4} s	α (8)	
		216	216,06967		$3 \cdot 10^{-3}$ s	α (7,79)	
		217	217,07225		0,02 s	α (7,02)	
		218	218,07638		~2,0 s	α (6,57), e^-	
86	**Rn** (Em, Nt)	209			31 min	α (6,02), K	
		210			2,7 h	α (6,02), K	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
86	**Rn** (Em, Nt)	211			16 h	α (5,82), K	
		212	212,05621		23 min	α (6,25)	
		216	216,06750		s. kurz	α (8,07)	
		217	217,07155		$\sim 10^{-3}$ s	α (7,74)	
		218	218,07351		0,019 s	α (7,85)	
	(An) [5])	**219** (Zs)	219,07776		3,92 s	α (6,8), γ (0,12—0,58)	
	(Tn) [4])	**220**	220,07993		54,5 s	α (6,28)	
		221	(221,08385)		24 min	e^-	
	(Rn) [3])	**222**	222,08663		3,825 d	α (5,482)	
87	**Fr** (Vi, AcK)	211			2—5 min	K	
		212			19,3 min	α (6,25), K	
		218	218,07544		s. kurz	α (7,85)	
		219	219,07747		$\sim$0,02 s	α (7,30)	
		220	220,08086		27,5 s	α (6,69)	
		221	221,08301		4,8 min	α (6,298)	
		222	(222,08674)		14,8 min	e^-, α	
		223	223,08917		21 min	e^- (1,20), γ (0,095), α	
		224	(224,09318)				
88	**Ra**	213			2,7 min	α (6,9)	
		219	219,07824		$\sim 10^{-3}$ s	α (8,0)	
		220	220,07950		$3 \cdot 10^{-2}$ s	α (7,43)	
		221	221,08276		30 s	α (6,71)	
		222	222,08450		38 s	α (6,51)	
	(AcX)	**223** (Zs)	223,08788		11,2 d	α (5,704), γ (0,026—0,444)	
	(ThX)	**224** (Zs)	224,09001		3,64 d	α (5,681), γ (0,03—0,227)	
		225	225,09344		14,8 d	e^- ($\sim$0,2)	
		226 (Zs)	226,09574		1590 a	α (4,78), γ (0,188)	15
		227	227,09982		41 min	e^- (1,3), γ (0,29, 0,5)	
	($MsTh_1$)	**228**	228,10212		6,7 a	e^- (0,053), γ (0,03)	$\sim$40
		229			kurz	e^-	
		230			1 h	e^- (1,2)	
89	**Ac**	222	222,08692		5,53 s	α (6,96)	
		223	223,08860		2,2 min	α (6,64), K	
		224	224,09147		2,9 h	α (6,17), K	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)
89	**Ac**	225	225,09322		10 d	α (5,80), *K*	
		226	226,09651		29 h	e^- (1,17)	
		227	227,09845		21,7 a	α (4,95), e^-, γ (0,015, 0,3)	500
	($MsTh_2$)	**228**	228,10206		6,13 h	α (4,5), e^-, (1,0—2,16), γ (0,058—0,970)	
		229			66 min	e^-	
		230			<1 min	e^- (2,2)	
90	**Th**	223	223,09036		∼0,1 s	α (7,55)	
		224	224,09116		1 s	α (7,13)	
		225	225,09381		7,8 min	α (6,57), *K*	
		226	226,09525		30,9 min	α (6,30)	
	(RdAc)	227	227,09836		18,9 d	α (5,67—6,02), γ (0,026—0,64)	
	(RdTh)	**228** (Zs)	228,09981		1,9 a	α (5,42), γ (0,008—0,21)	
		229	229,10279		$7 \cdot 10^3$ a	α (5,0)	
		230	230,10472		$8,3 \cdot 10^4$ a	α (4,66), γ (0,068—0,25)	45
	(UY)	231	231,10817		24,5 h	e^- (0,21), γ (0,022—0,23)	
		232	232,12	100	$1,4 \cdot 10^{10}$ a	α (3,97), γ (0,075)	7,0
		233			24 min	e^- (1,23), γ (0,1—0,66)	1400
	(UX_1)	**234** (Zs)	234,11650		24,1 d	e^- (0,1, 0,193), γ (0,043—0,09)	1,7
91	**Pa**	226	226,09823		1,7 min	α (6,81)	
		227	227,09953		38 min	α (6,46), *K*	
		228	228,10200		22 h	α (6,09), *K*	
		229	229,10331		1,5 d	α (5,60), *K*	
		230	230,10599		17 d	α (1,1), γ (0,94), *K*, e^-	
		231	231,10783		$3,43 \cdot 10^4$	α 4,6—5,0), γ (0,015—0,38)	∼200
		232	232,11095		1,32 d	e^- (0,28—0,99), γ (0,21, 1,0)	
		233 (Zs)	233,11250		27,4 d	e^- (0,23), γ (0,01—0,41)	40
	(UZ)	**234** (Zs)	234,11586		6,7 h	e^- (0,3—2,3), γ (0,78—0,87)	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
91	**Pa**	235	235,11854				
	(UX_2)	**234*** (Zs)			1,17 min	e^-(1,52, 2,32), γ (0,396—0,817)	
		235			24 min	e^- (1,4)	
92	**U**	227	227,10166		1,3 min	α (6,8)	
		228	228,10232		9,3 min	α (6,72), K	
		229	229,10469		58 min	α (6,42), K	
		230	230,10553		20,8 d	α (5,86)	
		231	231,10818		4,2 d	K, α (5,45), γ (0,05—0,07)	
		232	232,10947		70 a	α (5,3), γ (0,58)	
		233	233,11193		$1,63 \cdot 10^5$ a	α (4,72—4,82), γ (0,04—0,099)	
		234	234,11379	0,0058	$2,475 \cdot 10^7$a	α (4,82), γ (0,04—0,1)	80
	(AcU)	235	235,11704	0,715	$7,12 \cdot 10^8$ a	α (4,39), γ (0,09—0,39)	101
		236	236,11912		$239 \cdot 10^6$ a	α (4,5), γ (0,05)	
		237	237,12231		6,63 d	e^- (0,24), γ (0,027—0,43)	
		238 (Zs)	238,12493	99,28	$4,5 \cdot 10^9$ a	α (4,18), γ (0,048)	2,80
		239 (Zs)	239,12869		23 min	α (1,2, 2,06), γ (0,073, 0,87)	22
93	**Np**	231	231,11026		50 min	α (6,28)	
		232	(232,11236)		13 min	K, γ	
		233	233,11322		101 d	K, α (5,33)	
		234	(234,11568)		4,4 d	γ (1,9), K	
		235	235,11723		435 d	α (5,06), K	
		236	236,12017		22 h	e^- (0,5), γ (0,15), K	
		237	237,12158		$2,2 \cdot 10^6$ a	α (4,75)	150
		238	238,12514		2 d	e^- (1,27), γ (0,043, 1,03)	
		239 (Zs)	239,12730		2,3 d	e^- (0,38—0,71), γ (0,044—0,285)	
		240	240,13002				
		241	241,13250				
94	**Pu**	232	232,11338		36 min	α (6,58), K	
		234	234,11616		8 h	α (6,15), K	

H 4 (Fortsetzung)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2]) (MeV)	σ_A (Barn)
94	**Pu**	236	236,11962		2,7 a	α (5,7), γ (0,045)	
		237	(237,12192)		40 d	K	
		238	238,12366		92 a	α (5,5), γ (0,045)	400
		239	239,12653		$2,4 \cdot 10^4$ a	α (5,2), γ (0,014—0,38)	361
		240	240,12862		~6580 a	α (5,2), γ (0,05)	
		241	241,13154		~13 a	e^- (0,01), α (4,91), γ (0,100)	~250
		242	242,13413		$\sim 5 \cdot 10^5$ a	α (4,9)	~100
		243	243,13740		5,0 h	e^- (0,5), γ (0,1)	
95	**Am**	238			1,2 h	K	
		239	239,12740		15 h	K, α (5,77), γ (0,285)	
		240	(240,13023)		50 h	K, e^-	
		241	241,13151		475 a	α (5,5), γ (0,06)	700
		242*	242,13489		16 h	e^- (0,6), γ (0,04, 0,05)	4000
		242			~100 a	e^- (0,6), α (5,2), γ (0,04, 0,05), K	
		243	243,13686		8800 a	α (5,27), γ (0,07)	~50
		244			~25 min	e^-	
96	**Cm**	238	238,12713		~2,5 h	α (6,5)	
		240	240,13044		26,8 d	α (6,4), K	
		241	(241,13223)		35 d	K, α (5,89)	
		242	242,13420		162 d	α (6,1), γ (0,04)	
		243	243,13694		~100 a	α (5,89)	
		244	244,13880		~10 a	α (5,78)	
97	**Bk**	243	243,13860		4,6 h	K, α (6,20, 6,55, 6,72)	
98	**Cf**	244	244,14211		~45 min	α (7,1)	
		246	246,14543		35 h	α (7,65)	
99	**Fm**	246			7 min	α, K	
		247				K	
100	**Es**	248					
101	**Md**						
102	**No**						

H 4 (für Nachtragungen)

Z	Bezeichnung des Elementes	A[1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie[2] (MeV)	σ_A (Barn)

[1]) A = Massennummer = Nukleonenzahl = Σ(Neutronen + Protonen). Die **fett** gedruckten Zahlen geben besonders wichtige Isotope, die sog. **Leit**isotope, an. Die mit * oder ** gekennzeichneten Isotope sind Isomere (s. a. Kap. A 4, B 3 und B 4). Die Zerfalls-Schemen der mit (Zs) gekennzeichneten Leitisotopen finden sich in Tab. H 5.

[2]) Es bedeuten in der vorletzten Spalte:

α: α-Strahler (s. Kap. B 1)
$e^- = \beta^-$: β-Strahler (s. Kap. B 2)
e^+: Positronen-Strahler (s. Kap. B 4)
γ: γ-Strahler (s. Kap. B 3)
K: K-Einfang (s. Kap. B 4)
n: Neutronen-Strahler (s. Kap. B 5)
I: Innere Umwandlung (s. Kap. B 3)

Sind Energiewerte mit Bindezeichen angegeben, so handelt es sich um Grenzwerte, zwischen denen ein oder mehrere andere Werte liegen. Es bedeuten also beispielsweise die Angaben bei Ga (Z = 31, A = 71): Es gibt mehrere β-Strahlen, deren maximale Energien zwischen den Grenzwerten 0,64 und 3,15 MeV liegen, und es gibt mehrere γ-Quanten, deren Energie zwischen den Grenzwerten 0,63 und 2,5 MeV liegen.

[3]) Rn = Radon = Radium-Emanation.

[4]) Tn = Thoron = Thorium-Emanation.

[5]) An = Actinon = Actinium-Emanation.

H 4 (für Nachtragungen)

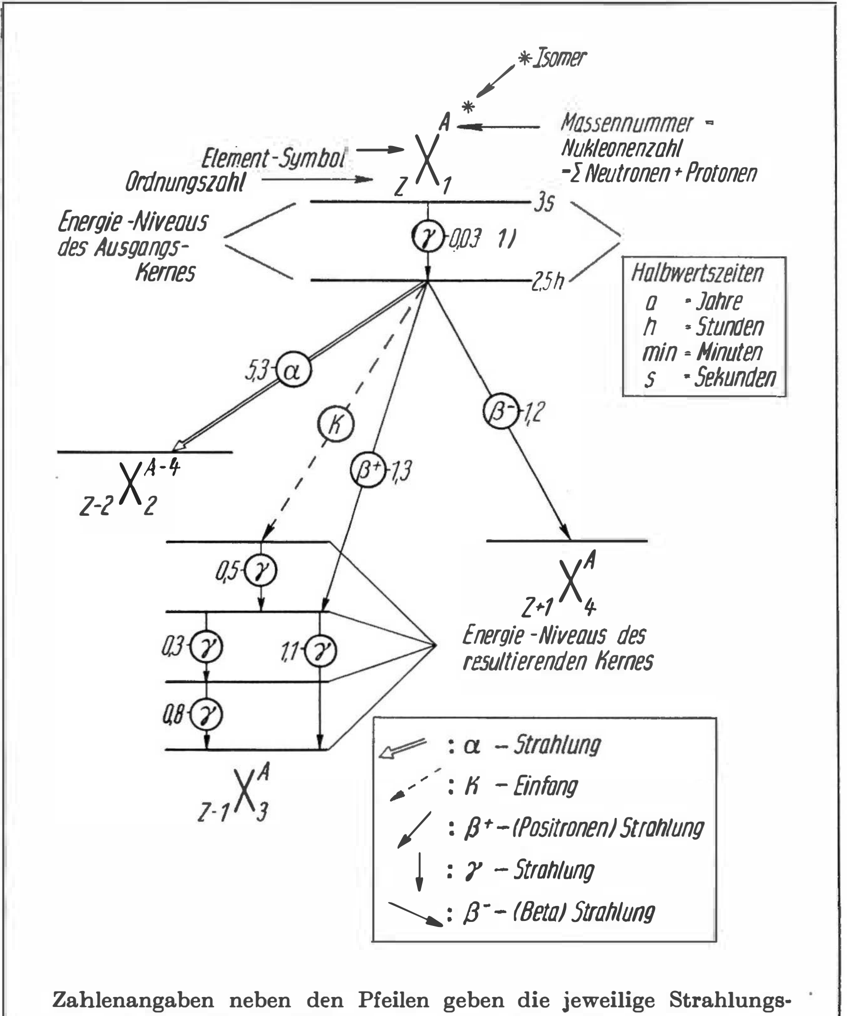
Z	Bezeichnung des Elementes	A [1])	Masse	Häufigkeit %	Halbwertszeit T	Strahlungsart und -energie [2]) (MeV)	σ_A (Barn)

H 4 (für Nachtragungen)

Z	Bezeichnung des Elementes	A [1]	Masse	Häufigkeit %	Halbwertzeit T	Strahlungsart und -energie [2] (MeV)	σ_A (Barn)

H 5. Zerfalls-Schemen der Leitisotope

Erklärung der Darstellung und der dabei benützten Symbole



Zahlenangaben neben den Pfeilen geben die jeweilige Strahlungs-Energie in MeV an, Zahlenangaben mit % in Klammern bedeuten die jeweilige Zerfallswahrscheinlichkeit.

[1]) Bei niedrigen Energien der primären γ-Strahlung erfolgt häufig innere Umwandlung.

Be^7

Be^7 52,93 d
89 %
0,480
0,386 (11 %)
Li^7

Na^{22}

Na^{22} 2,6 a
~5 %
0,542 (95 %)
1,277
~1,8 (0,06 %)
Ne^{22}

Na^{24}

Na^{24} 15,10 h
1,390 (~100 %)
4,17 (< 0,003 %)
2,754
~3,7 (0,04 %)
1,368
Mg^{24}

Mg^{27}

Mg^{27} 9,45 min.
0,79 (20 %)
1,77 (80 %)
1,05
0,84
Al^{27}

Al^{28}

Al^{28} 2,30 min.
2,865
1,782
Si^{28}

Al^{29}

Al^{29} 6,56 min.
1,4 (30 %)
2,5 (70 %)
?
2,43
1,28
Si^{29}

Cl^{38}

Cl^{38} 37,29 min.
1,11 (30,8 %)
2,77 (15,8 %)
1,60
4,81 (53,4 %)
2,12
Ar^{38}

Ar^{41}

Ar^{41} 1,82 h
1,245 (99,3 %)
2,55 (0,7 %)
1,37
K^{41}

K^{42}

K^{42} 12,44 h
2,07 (25 %)
3,58 (75 %)
1,51
Ca^{42}

Sc^{46*}

Sc^{46*} 19,5 s
0,142
85 d
0,34 (97,7 %)
1,52 (2,3 %)
1,12
0,88
Ti^{46}

Ti^{45}

Ti^{45} 3,05 h
0,570 (≤ 4 %)
1,022 (≥ 96 %)
0,45
Sc^{45}

Cr^{51}

Cr^{51} 27,75 d
3 %
0,330
97 %
0,237
V^{51}

Mn^{52*}

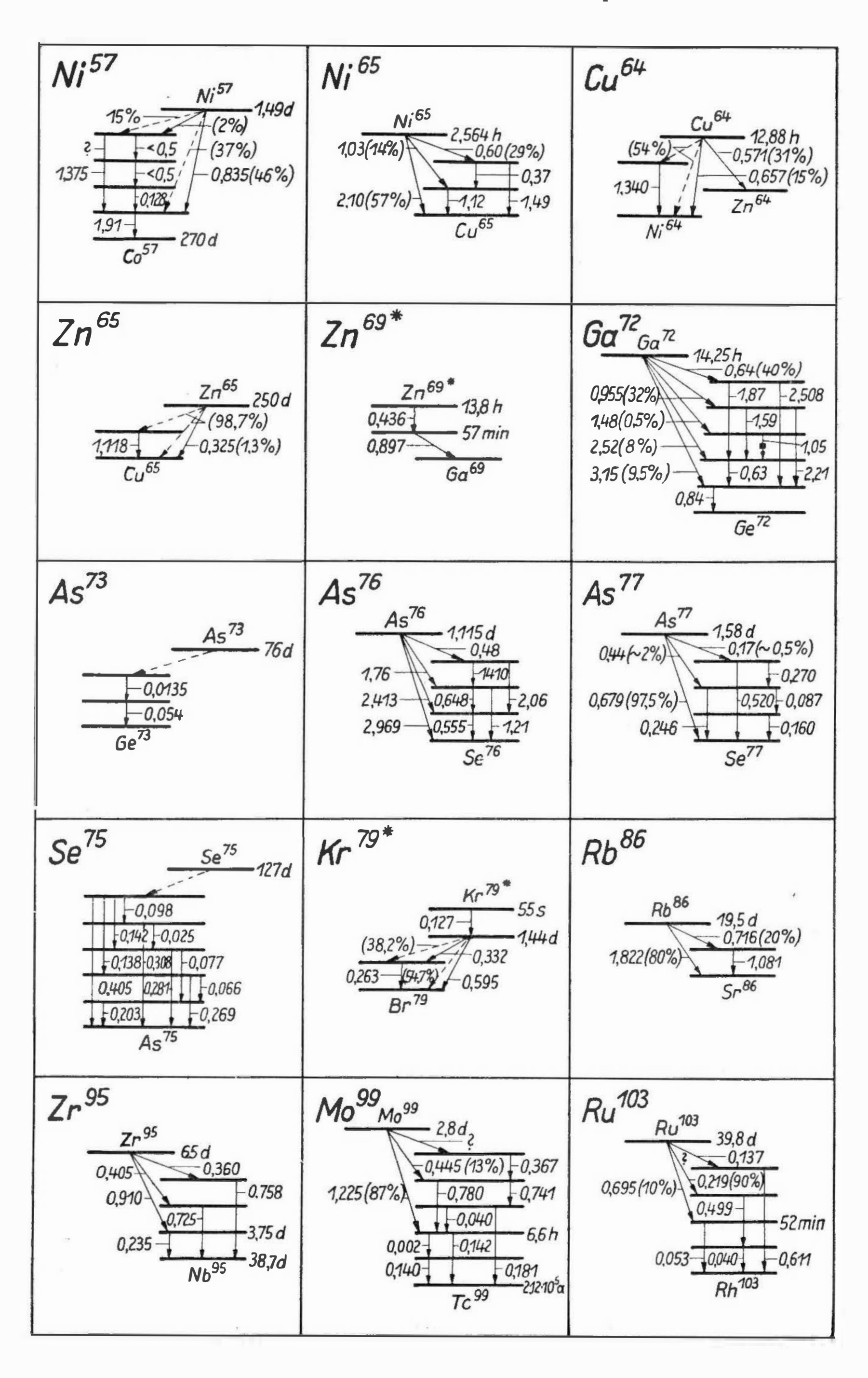
Mn^{52*} 21,3 min.
0,392 (1 %)
6,2 d
65 %
0,58 (35 %)
0,734
2,66 (99 %)
0,940
1,46
Cr^{52}

Fe^{59}

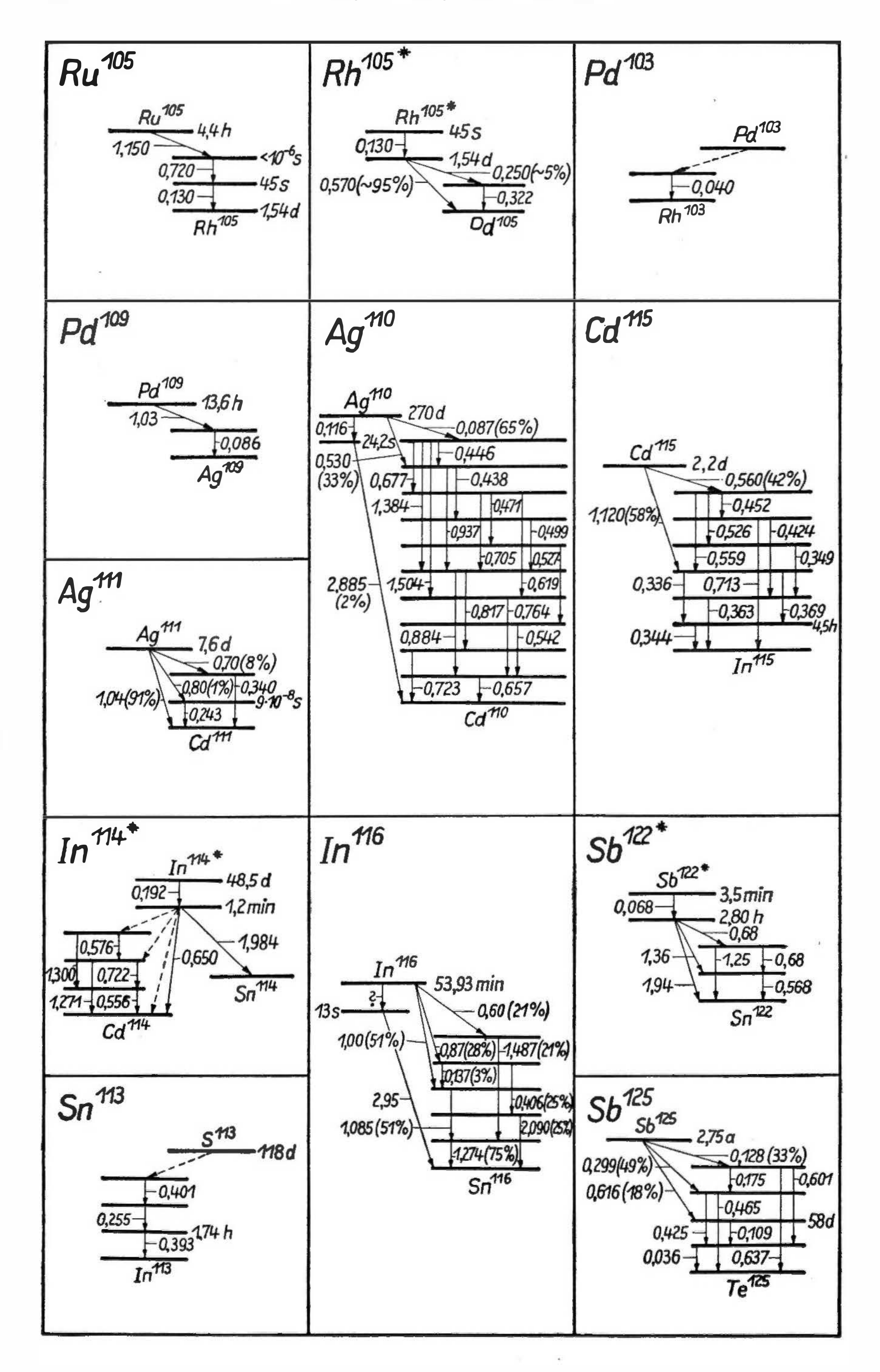
Fe^{59} 47,1 d
0,462 (53,9 %)
0,271 (45,8 %)
1,560 (0,3 %)
0,191
1,289 (41 %)
1,098
Co^{59}

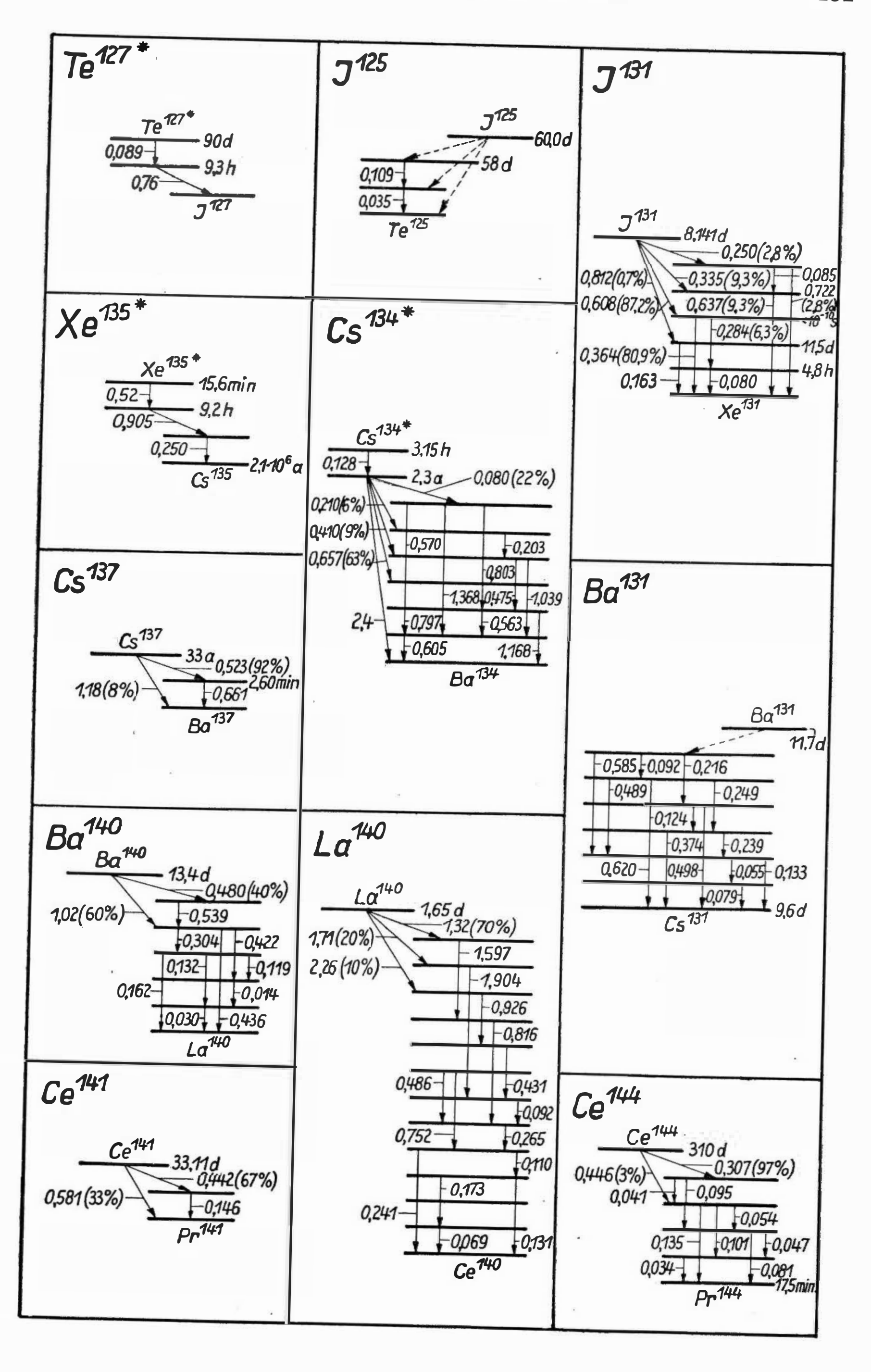
Co^{60*}

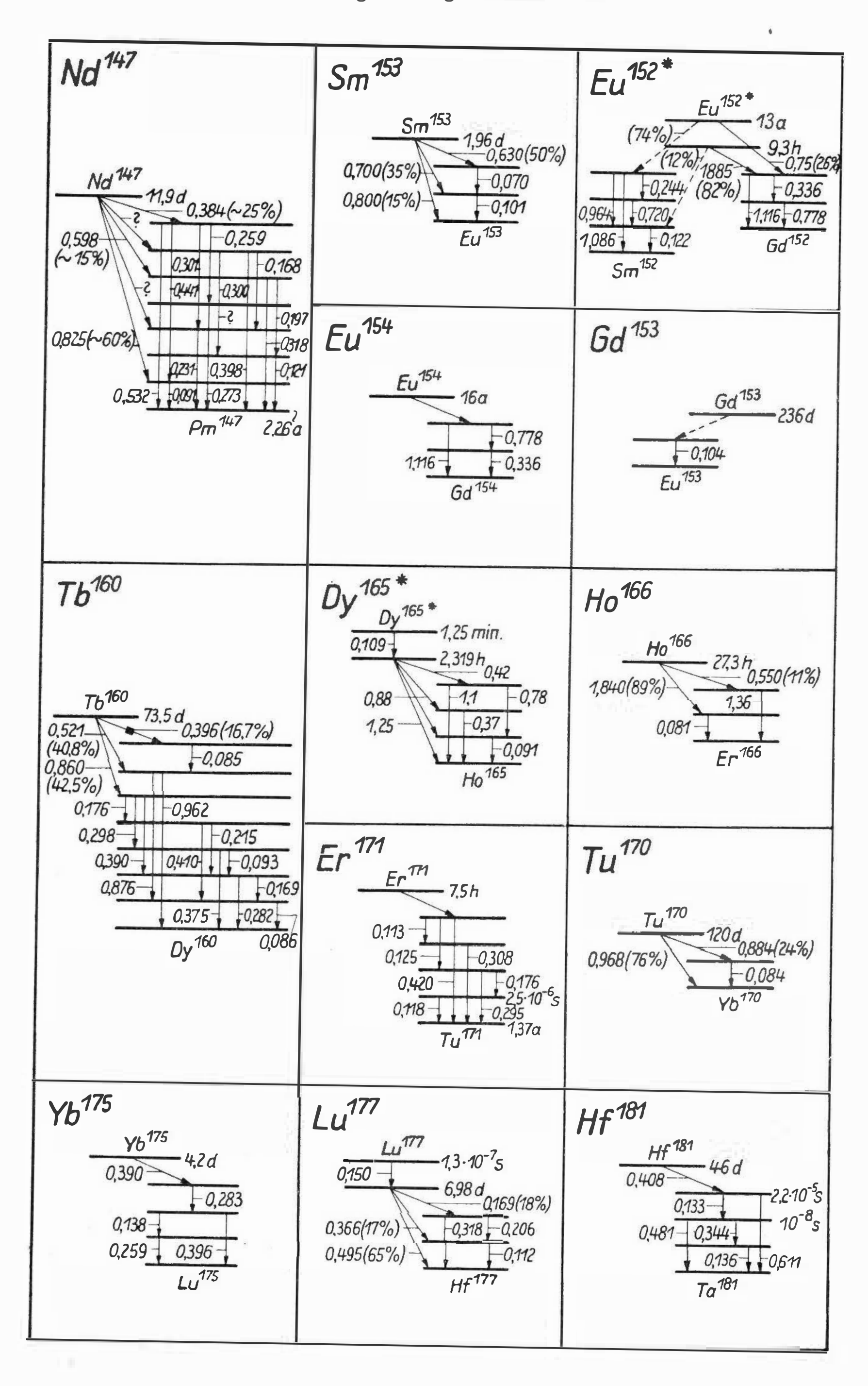
Co^{60*} 10,5 min
0,059
5,27 a
1,56
0,306
1,172
(< 10^{-4} %)
?
1,332
Ni^{60}



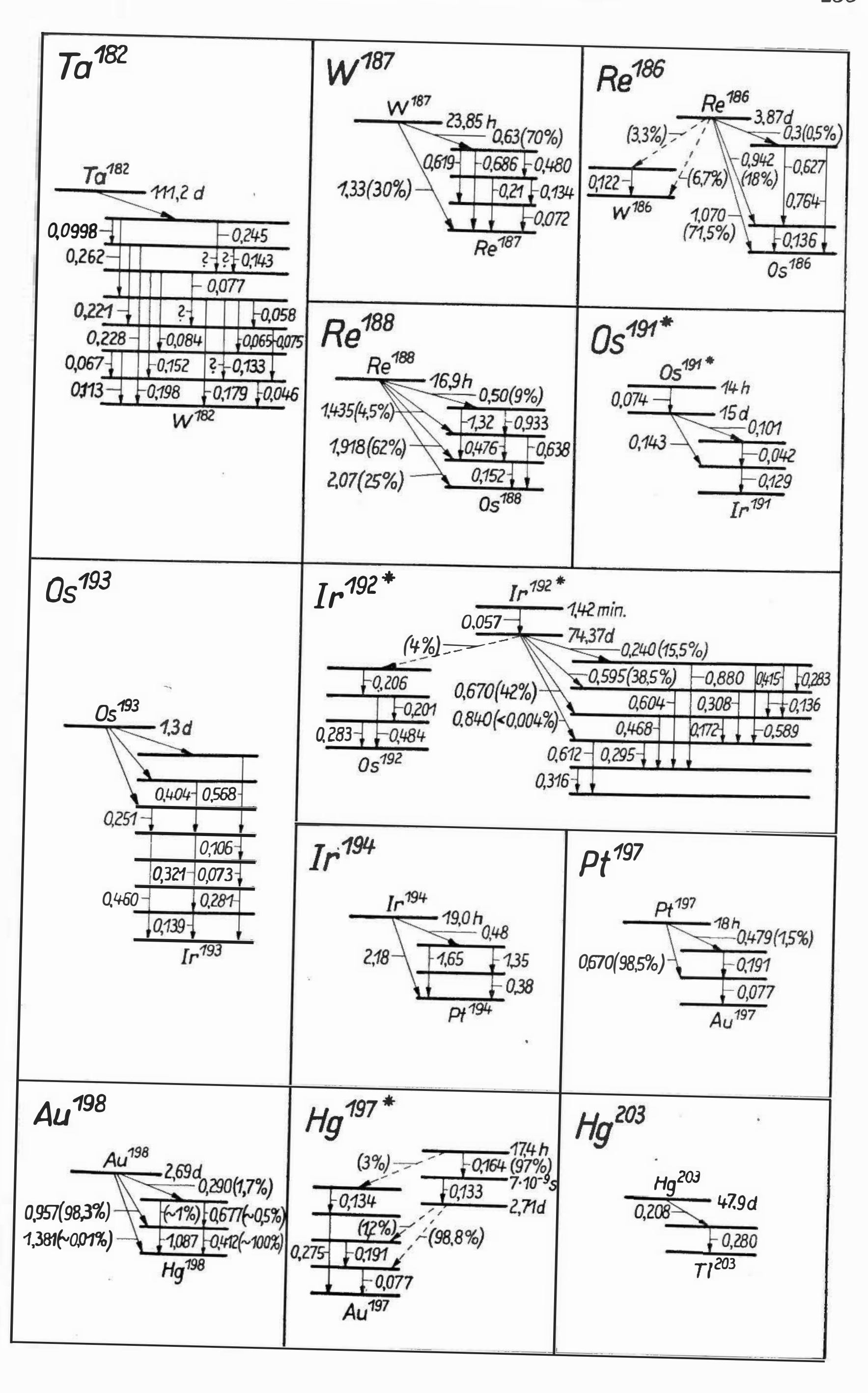
Ni57
Ni65
Cu64
Zn65
Zn69*
Ga72
As73
As76
As77
Se75
Kr79*
Rb86
Zr95
Mo99
Ru103

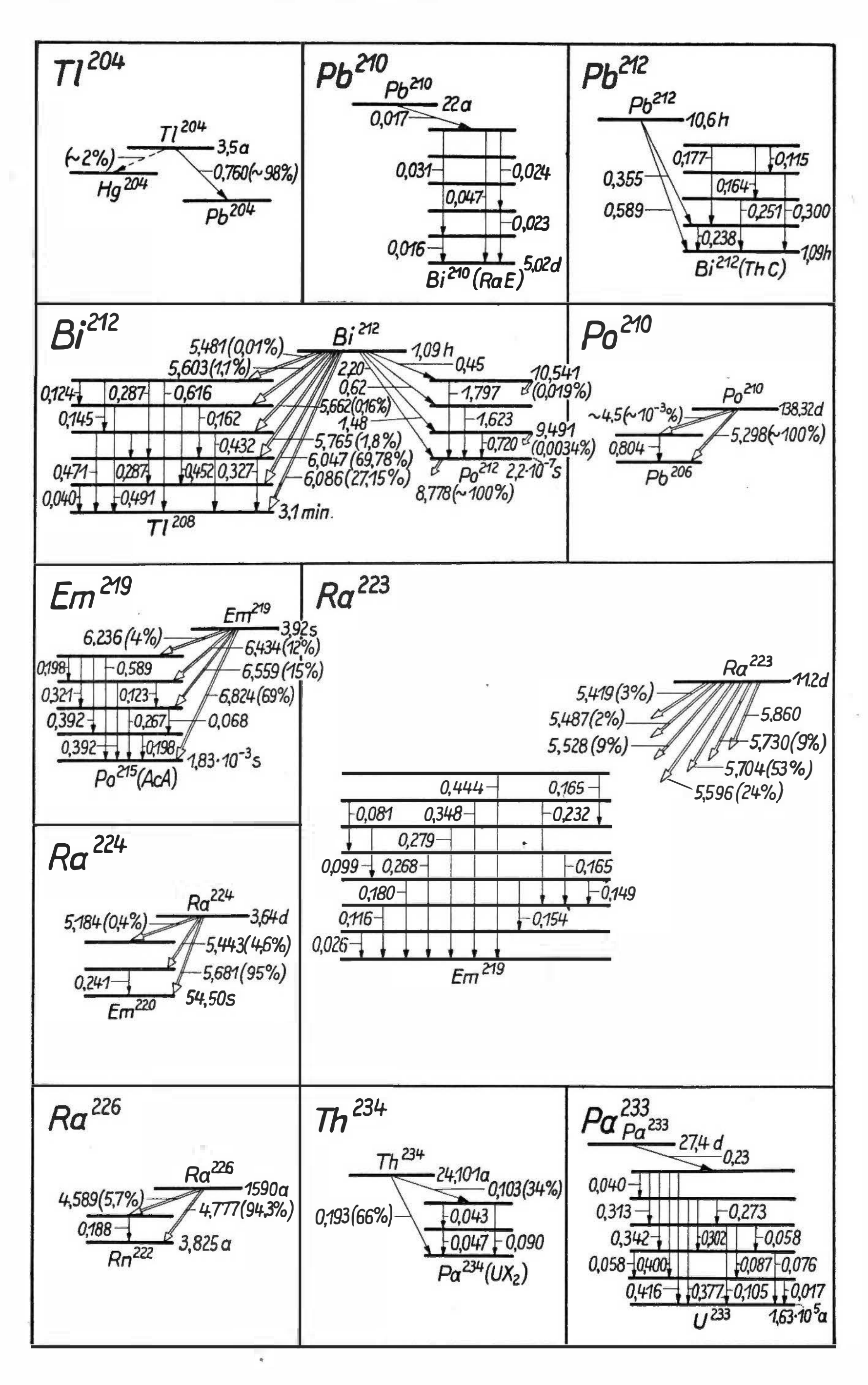

Ru105
Ru105
4,4 h
1,150
<10-6 s
0,720
45 s
0,130
1,54 d
Rh105
Rh105*
Rh105*
45 s
0,130
1,54 d
0,250(~5%)
0,570(~95%)
0,322
Pd105
Pd103
Pd103
0,040
Rh103
Pd109
Pd109
13,6 h
1,03
0,086
Ag109
Ag110
Ag110
270 d
0,087(65%)
0,116
24,2 s
0,446
0,530
(33%)
0,677
0,438
1,384
0,471
0,937
0,499
0,705
0,527
2,885
(2%)
1,504
0,619
0,817
0,764
0,884
0,542
0,723
0,657
Cd110
Cd115
Cd115
2,2 d
0,560(42%)
0,452
1,120(58%)
0,526
0,424
0,559
0,349
0,336
0,713
0,363
0,369
4,5h
0,344
In115
Ag111
Ag111
7,6 d
0,70(8%)
0,80(1%)
0,340
1,04(91%)
9·10-8 s
0,243
Cd111
In114*
In114*
48,5 d
0,192
1,2 min
0,576
1,984
0,650
1,300
0,722
Sn114
1,271
0,556
Cd114
In116
In116
53,93 min
13 s
0,60 (21%)
1,00 (51%)
0,87(28%)
1,487(21%)
0,137(3%)
2,95
0,406(25%)
1,085 (51%)
2,090(25%)
1,274(75%)
Sn116
Sb122*
Sb122*
3,5 min
0,068
2,80 h
0,68
1,36
1,25
0,68
1,94
0,568
Sn122
Sn113
S113
118 d
0,401
0,255
1,74 h
0,393
In113
Sb125
Sb125
2,75 a
0,128 (33%)
0,299(49%)
0,175
0,601
0,616 (18%)
0,465
58 d
0,425
0,109
0,036
0,637
Te125

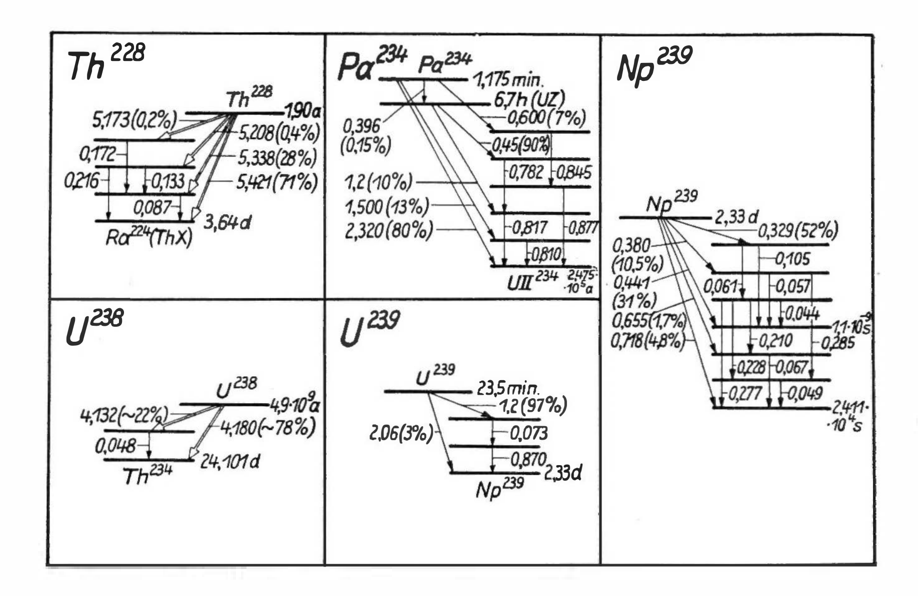

Te127*
Te127*
90d
0,089
9,3h
0,76
J127
J125
J125
60,0d
58d
0,109
0,035
Te125
J131
J131
8,141d
0,250(2,8%)
0,812(0,7%)
0,335(9,3%)
0,085
0,722
0,608(87,2%)
0,637(9,3%)
(2,8%)
0,284(6,3%)
11,5d
0,364(80,9%)
4,8h
0,163
0,080
Xe131
Xe135*
Xe135*
15,6min
0,52
9,2h
0,905
0,250
2,1·10⁶a
Cs135
Cs134*
Cs134*
3,15h
0,128
2,3a
0,080(22%)
0,210(6%)
0,410(9%)
0,570
0,203
0,657(63%)
0,803
1,368
0,475
1,039
2,4
0,797
0,563
0,605
1,168
Ba134
Cs137
Cs137
33a
0,523(92%)
2,60min
1,18(8%)
0,661
Ba137
Ba131
Ba131
11,7d
0,585
0,092
0,216
0,489
0,249
0,124
0,374
0,239
0,620
0,498
0,055
0,133
0,079
9,6d
Cs131
Ba140
Ba140
13,4d
0,480(40%)
1,02(60%)
0,539
0,304
0,422
0,132
0,119
0,162
0,014
0,030
0,436
La140
La140
La140
1,65d
1,32(70%)
1,71(20%)
1,597
2,26(10%)
1,904
0,926
0,816
0,486
0,431
0,092
0,752
0,265
0,110
0,173
0,241
0,069
0,131
Ce140
Ce141
Ce141
33,11d
0,442(67%)
0,581(33%)
0,146
Pr141
Ce144
Ce144
310d
0,307(97%)
0,446(3%)
0,041
0,095
0,054
0,135
0,101
0,047
0,034
0,081
17,5min
Pr144



Nd147
Sm153
Eu152*
Eu154
Gd153
Tb160
Dy165*
Ho166
Er171
Tu170
Yb175
Lu177
Hf181


Ta182
W187
Re186
Re188
Os191*
Os193
Ir192*
Ir194
Pt197
Au198
Hg197*
Hg203


Tl204
Pb210
Pb212
Bi212
Po210
Em219
Ra223
Ra224
Ra226
Th234
Pa233


Th 228
Th228
1,90a
5,173(0,2%)
5,208(0,4%)
0,172
5,338(28%)
0,216
0,133
5,421(71%)
0,087
3,64d
Ra224(ThX)
Pa234
Pa234
1,175 min.
6,7h (UZ)
0,600(7%)
0,396
(0,15%)
0,45(90%)
0,782
0,845
1,2(10%)
1,500(13%)
2,320(80%)
0,817
0,877
0,810
UII234
Np239
Np239
2,33 d
0,329(52%)
0,105
0,380
(10,5%)
0,441
(31%)
0,061
0,057
0,044
0,655(1,7%)
0,718(4,8%)
0,210
0,285
0,228
0,067
0,277
0,049
U238
U238
4,132(~22%)
4,180(~78%)
0,048
24,101d
Th234
U239
U239
23,5min.
1,2(97%)
2,06(3%)
0,073
0,870
2,33d
Np239

H 6. Tabelle der Absorptions-Wirkungsquerschnitte σ_A chemischer Elemente mit natürlicher Isotopenzusammensetzung für thermische Neutronen

(Die Wirkungsquerschnitte sind in Barn $= 1 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$ angegeben und sind Durchschnittswerte pro Atom.) Zusammenstellung nach HAUSNER und ROBOFF

Z	Bezeichnung des Elementes	σ_A (Barn)	Z	Bezeichnung des Elementes	σ_A (Barn)	Z	Bezeichnung des Elementes	σ_A (Barn)
1	H	0,33	35	Br	6,5	69	Tm	120
2	He	0,008	36	Kr	28	70	Yb	36
3	Li	70	37	Rb	0,7	71	Lu	108
4	Be	0,010	38	Sr	1,2	72	Hf	120
5	B	750	39	Y	1,4	73	Ta	21
6	C	0,0045	40	Zr	0,18	74	W	19
7	N	1,78	41	Nb	1,1	75	Re	84
8	O	$< 0{,}0002$	42	Mo	2,4	76	Os	15
9	F	0,009	43	Te		77	Ir	440
10	Ne	0,4	44	Ru	2,5	78	Pt	8,1
11	Na	0,49	45	Rh	150	79	Au	95
12	Mg	0,059	46	Pd	7	80	Hg	360
13	Al	0,22	47	Ag	60	81	Tl	3,3
14	Si	0,13	48	Cd	3100	82	Pb	0,17
15	P	0,19	49	In	190	83	Bi	0,030
16	S	0,49	50	Sn	0,6	84	Po	
17	Cl	32	51	Sb	5,3	85	At	
18	Ar	0,6	52	Te	4,5	86	Rn	
19	K	2,0	53	J	6,1	87	Fr	
20	Ca	0,42	54	Xe	35	88	Ra	
21	Sc	12	55	Cs	29	89	Ac	
22	Ti	5,8	56	Ba	1,2	90	Th	7,0
23	V	4,7	57	La	8,8	91	Pa	
24	Cr	2,9	58	Ce	0,7	92	U	3,5
25	Mn	12,6	59	Pr	11	93	Np	
26	Fe	2,4	60	Nd	44	94	Pu	
27	Co	34	61	Pm		95	Am	
28	Ni	4,5	62	Sm	10000	96	Cm	
29	Cu	3,6	63	Eu	4300	97	Bk	
30	Zn	1,06	64	Gd	36000	98	Cf	
31	Ga	2,8	65	Tb	44	99	Fm	
32	Ge	2,2	66	Dy	1000	100	Es	
33	As	4,1	67	Ho	64	101	Md	
34	Se	12	68	Er	166	102	No	

H 7. Umrechnungstabelle für Energiewerte

	erg	Ws	kWh	$kcal_{15}$	$kcal_{JT}$
1 erg	1	$0{,}999700 \cdot 10^{-7}$	$0{,}277694 \cdot 10^{-13}$	$0{,}23893 \cdot 10^{-10}$	$0{,}23882 \cdot 10^{-10}$
1 Ws [1] [2]	$1{,}0003 \cdot 10^{7}$	1	$0{,}277778 \cdot 10^{-6}$	$0{,}23900 \cdot 10^{-3}$	$0{,}23889 \cdot 10^{-3}$
1 kWh [2]	$3601{,}08 \cdot 10^{10}$	$3600{,}00 \cdot 10^{3}$	1	860,41	860,00
1 $kcal_{15}$ [3]	$4{,}1853 \cdot 10^{10}$	$4{,}1840 \cdot 10^{3}$	$1{,}16223 \cdot 10^{-3}$	1	0,99952
1 $kcal_{JT}$ [4]	$4{,}1873 \cdot 10^{10}$	$4{.}1860 \cdot 10^{3}$	$1{,}16279 \cdot 10^{-3}$	1,00048	1
1 $cm^3 \cdot$ Atm [5]	$1{,}013250 \cdot 10^{6}$	0,101295	$2{,}81374 \cdot 10^{-8}$	$2{,}42097 \cdot 10^{-5}$	$2{,}41982 \cdot 10^{-5}$
1 Lit. at [6]	$980{,}693 \cdot 10^{6}$	98,0399	$2{,}72333 \cdot 10^{-5}$	$2{,}34318 \cdot 10^{-2}$	$2{,}34207 \cdot 10^{-2}$
1 mkp [7]	$980{,}665 \cdot 10^{5}$	9,80371	$2{,}72325 \cdot 10^{-6}$	$2{,}34312 \cdot 10^{-3}$	$2{,}34200 \cdot 10^{-3}$
1 PS-h.	$2{,}64780 \cdot 10^{13}$	$2{,}64700 \cdot 10^{6}$	0,735278	632,642	632,340
$R \cdot$ Grad [8]	$831{,}49 \cdot 10^{5}$	8,3124	$2{,}30900 \cdot 10^{-6}$	$1{,}9867 \cdot 10^{-3}$	$1{,}9857 \cdot 10^{-3}$

	$cm^3 \cdot$ Atm	Lit. at	mkp	PS-h	$R \cdot$ Grad
1 erg	$0{,}986923 \cdot 10^{-6}$	$1{,}01969 \cdot 10^{-9}$	$1{,}01972 \cdot 10^{-8}$	$0{,}377673 \cdot 10^{-13}$	$1{,}20266 \cdot 10^{-8}$
1 Ws [1] [2]	9,87219	$0{,}101999 \cdot 10^{-1}$	0,102002	$0{,}377786 \cdot 10^{-6}$	0,120302
1 kWh [2]	$3{,}55399 \cdot 10^{7}$	$3{,}67197 \cdot 10^{4}$	$3{,}67208 \cdot 10^{5}$	1,36003	$4{,}33087 \cdot 10^{5}$
1 $kcal_{15}$ [3]	$4{,}13057 \cdot 10^{4}$	42,6770	426,782	$1{,}58067 \cdot 10^{-3}$	$5{,}03349 \cdot 10^{2}$
1 $kcal_{JT}$ [4]	$4{,}13254 \cdot 10^{4}$	42,6974	426,986	$1{,}58143 \cdot 10^{-3}$	$5{,}03590 \cdot 10^{2}$
1 $cm^3 \cdot$ Atm [5]	1	$1{,}03320 \cdot 10^{-3}$	$1{,}03323 \cdot 10^{-2}$	$3{,}82677 \cdot 10^{-8}$	$1{,}21860 \cdot 10^{-2}$
1 Lit. at [6]	967,869	1	10,00028	$3{,}70381 \cdot 10^{-5}$	11,7944
1 mkp [7]	96,7841	$0{,}999971 \cdot 10^{-1}$	1	$3{,}70370 \cdot 10^{-6}$	1,17941
1 PS-h.	$2{,}61317 \cdot 10^{7}$	$2{,}69992 \cdot 10^{4}$	$27{,}0000 \cdot 10^{4}$	1	$3{,}18440 \cdot 10^{5}$
$R \cdot$ Grad [8]	82,0617	$0{,}847860 \cdot 10^{-1}$	0,847884	$3{,}14031 \cdot 10^{-6}$	1

[1]) 1 Ws = 1 Joule (Energiewert-Einheit im MKS-Maßsystem).

[2]) W bedeutet internationale Watt, die um 0,03% größer sind als die absoluten Watt.

[3]) cal_{15} ist die Energie, welche nötig ist, um 1 g Wasser von 14,5 auf 15,5 °C zu erwärmen.

[4]) cal_{JT} bedeutet die Kalorie der internationalen Dampftafelkonferenz; sie ist dadurch definiert, daß 1 kWh = 860 $kcal_{JT}$ gesetzt ist.

[5]) 1 $cm^3 \cdot$ Atm ist die Arbeit, welche geleistet wird, wenn sich eine gegebene Masse gegen den Druck einer physikalischen Atmosphäre (760 mm QS von 0 °C) um 1 cm^3 ausdehnt.

[6]) 1 Lit. at ist die entsprechende Größe, falls der Druck 1 technische Atmosphäre (1 kg/cm^2) und das Volumen 1 Lit. beträgt. Hierbei ist zu beachten, daß 1 Lit. (Volumen von 1 kg Wasser maximaler Dichte bei dem Druck 1 Atm) = 1000,028 cm^3 ist.

[7]) 1 kp = 9,8 $N \approx$ 10 N (NEWTON).

[8]) R bedeutet die Gaskonstante für 1 Mol eines idealen Gases. Sie hat die „Dimension" Energie : Grad; $R \cdot$ grad bedeutet: Gaskonstante multipliziert mit 1° der hundertteiligen Temperaturskala.

H 8. Chronologische Übersicht über die auf dem Gebiete der Kernphysik wichtigsten Entdeckungen und Entwicklungen

1869 Mendelejev, Zusammenhang der Elemente untereinander
1895 Röntgen, X-Strahlen
1896 Becquerel, Radioaktivität des Urans
1898 P. u. M. Curie, Isolierung des Poloniums und Radiums
1899 Elster u. Geitel, Erklärung der Radioaktivität als Elementarumwandlung
1901 Planck, Quantennatur der Lichtstrahlung
1904 Rutherford, Entdeckung des α-Teilchens
1905 Einstein, Gesetz der Äquivalenz von Masse und Energie
1909 Rutherford u. Royds, Identifizierung des α-Teilchens
1909 Geiger u. Marsden, Quantitative Untersuchungen der Streuung von α-Teilchen
1911 Rutherford, Atommodell
1912 Bohr, Atommodell
1912 Wilson, Nebelkammer
1912 Thomson, Isotope des Neons
1913 Aston u. Thomson, Entdeckung von Isotopen stabiler Elemente
1913 Hevesy u. Paneth, Verwendung radioaktiver Indikatoren
1913 Mosley, Zusammenhang zwischen Ordnungszahl und Kernladung
1919 Rutherford, Erste Kernreaktion an Stickstoff beobachtet
1919 Aston, Massenspektrograph
1924 de Broglie, Wellennatur der Masse
1926 Schrödinger, Wellengleichung
1927 Heisenberg, Unschärferelation
1928 Geiger u. Müller, Geiger-Müller-Zähler
1932 Cockroft u. Walton, Kernreaktion mit künstlich beschleunigten Ionen am Lithium verwirklicht
1932 Chadwick, Entdeckung des Neutrons
1932 Anderson, Entdeckung des Positrons
1932 Heisenberg, Kerntheorie
1932 Lawrence, Cyklotron
1932 Urey u. Mitarbeiter, Entdeckung des Deuteriums
1932 van de Graaf, Elektrostatischer Hochspannungsgenerator
1934 Joliot u. I. Curie, Entdeckung der künstlichen Radioaktivität und Nachweis der Positronenstrahlung
1934 G. Hertz, Trennung von Neonisotopen in größerem Maßstabe
1935 Yukawa, Mesonentheorie der Kernkräfte
1935 Dempster, Entdeckung des $^{235}_{92}U$
1936 Urey, Isotopentrennung durch chemische Austauschreaktionen
1937 Čerenkov, Čerenkov-Strahlung
1937 Clusius u. Dickel, Thermo-Diffusionsmethode zur Isotopentrennung
1937 Alvarez Entdeckung der inneren β-Umwandlung
1938 Hahn u. Strassmann, Entdeckung der Uranspaltung
1939 Bohr u. Wheeler, Theorie der Kernspaltung
1941 Kerst, Betatron
1942 Fermi, Erster Kernreaktor in Betrieb gesetzt
1945 Explosion der ersten Atombombe
1947 Lattès u. Mitarbeiter, Entdeckung der π-μ-Umwandlung von Mesonen
1948 Gardner u. Lattès, Herstellung künstlicher Mesonen
1952 Explosion der ersten thermonuklearen Bombe
1956 Kurčatov, Erste Veröffentlichung über thermonukleare Experimenet

I. Fremdsprachliche Übersetzungen der wichtigsten Ausdrücke

I 1. Deutsch-russisch-englisch-französisch

Absorptionsbandenkante
  край поглощения
  absorption limit (edge)
  limite d'absorption
Alpha-Strahlen
  α-лучи
  alpha rays
  rayons alpha
angeregter Zustand
  возбуждённое состояние
  excited state
  état initial excité
Anregung
  возбуждение
  excitation
  excitation
Anstoß Zusammenstoß
  удар, столкновение, соударение
  collision
  choc, collision
atomares Bremsvermögen
  тормозная способность атомов
  atomic stopping power
  pouvoir d'arrêt atomique
Atomgewicht
  атомный вес
  atomic weight
  poid atomique
Atomkern
  атомное ядро
  atomic nucleus
  noyau atomique
Atommeiler s. Kernreaktor

Bahn
  путь
  path
  trajectoire

Beta-Strahlen
  β-лучи
  beta rays
  rayons beta
Bildung von Elektronenzwillingen
  образование пар
  pair production
  production de paires

Bindungsenergie
  энергия связи
  binding energy
  énergie de liaison

Bremsstrahlung
  тормозное излучение
  Bremsstrahlung
  rayonnement résultant par l'interaction des électrons de grande vitesse avec le champ entourant le noyau atomique

Dichte
  плотность
  density
  densité

Deuteron
  дейтерон, дейто́н
  deuteron
  deuton

Dosis
  доза
  dose
  dose

Drehmoment
  вращающий момент
  angular momentum
  moment rotatif

Eigenrotation
собственное вращение
eigen rotation
rotation propre

Elektron
электрон
electron
électron, négatron

Elektronenschalen
электронные слои — оболочки
electron shells
couches d'électrons, cortège

Elementarladung
элементарный электрический заряд
electronic charge
charge électronique

Elementarteilchen
элементарные частицы
fundamental particles
particules fondamentales

endoergische Reaktion
эндоэргическая реакция
endoergic reaction
réaction endoergique

Energieverteilung
распределение энергии
energy distribution
répartition de l'énergie

exoergische Reaktion
экзоэргическая реакция
exoergic reaction
réaction exoergique

Gamma-Strahlen
γ-лучи
gamma rays
rayons gamma

Geiger-Müller Zählrohr
счётчик Гейгера-Мюллера
Geiger-Müller counter (-tube)
tube compteur Geiger-Müller

gerade
чётные
even
pair

Grenzdicke
предельная толщина погдощения
thickness just penetrable.
épaisseur pour l'absorption complète

Grundzustand
нормальное состояние
ground state
niveau de base, niveau stable

Halbwertsschicht (HWS)
полуширина
half-thickness
épaisseur-moitié

Halbwertszeit
период полураспада
half life
période

Höhenstrahlung - kosmische Strahlung
космическое излучение
cosmic radiation
rayonnement cosmique

innere Umwandlung
внутренняя конверсия
internal conversion
conversion interne

Ionisationskammer
ионизационная камера
ionization chamber
chambre d'ionization

Isobare
изобары
isobars
isobares

Isodosen
изодозы
isodoses
isodoses

isomerer Übergang
изомерный переход
isomeric transition
transition isomérique

Isomerie
изомерия
isomerism
isomérie

Isotone
изотоны
isotones
isotones
Isotope
изотопы
isotopes
isotopes

Kanalstrahlen
каналовые лучи
canal rays
rayons canaux
Kaskadenstrahlung
каскадное излучение
cascade radiation
rayonnement de cascade
K-Einfang
захват K-электронов
K-capture
capture d'électron „K“
Kernladung
заряд ядра
nuclear charge
charge nucléaire
Kernphysik
ядерная физика
nuclear physics
physique nucléaire
Kernreaktion
ядерные реакции
nuclear reaction
réaction nucléaire
Kernreaktor
ядерный реактор (котел)
pile - nuclear reactor
pile - réacteur
Kernspaltung
расщепление ядер
nuclear fission
fission nucléaire
Kernteilchen, Nukleonen
нуклеоны
nucleons
nucléons
Kettenreaktion
цепная реакция
chain reaction
réaction en chaîne

Komponente (harte, weiche)
составляющая (жёсткая, мягкая)
component (hard, soft)
composante (dure, molle)
Kristallzähler
кристаллический счётчик
crystal counter
compteur à cristal
künstliche Radioaktivität
искусственная радиоактивность
artificial radioactivity
radioactivité artificielle, transmutation provoquée

Lichtgeschwindigkeit
скорость света
velocity of light
vitesse de la lumière
linearer Absorptionskoeffizient
линейный коэффициент поглощения
linear absorption coefficient
coefficient d'absorption linéaire
Luftäquivalent
эквивалент поглощения в воздухе
air equivalent
équivalent en pouvoir d'arrêt à 1 cm d'air

Magneton
магнетон
magneton
magnéton
Massenabsorptionskoeffizient
массовый коеффициент поглощения
mass-absorption coefficient
coefficient d'absorption massique
Massendefekt
дефект массы
mass defect
perte de masse
Masseneinheit
единица массы
mass unit
unité de masse
Massenspektrograph
масс-спектрограф
mass spectrograph
spectrographe de masse

Massenzahl
массовое число
mass number
numéro massique

Mesonen
мезоны
mesotrons- mesons
mésons

mittlere Lebensdauer
средняя продолжительность жизни
average lifetime
vie moyenne

Moderator
замедлитель
moderator
moderateur

Nebelkammer
камера Вильсона
cloud chamber
chambre à détente

Neutrino
нейтрино
neutrino
neutrino

Neutronen (schnelle, langsame, thermische)
нейтроны (быстрые, медленные, тепловые)
neutrons (fast, slow, thermal)
neutrons (rapides, lents, thermiques)

Oberflächenenergie
поверхностная энергия
surface energy
énergie de surface

Ordnungszahl
порядковый номер элемента (атомный номер)
atomic number
numéro atomique

Packungsanteil
коэффициент упаковки
packing fraction
énergie de liaison

periodisches System der Elemente
периодическая система элементов
periodic table of elements
tableau périodique des éléments

Positron
позитрон
positron
positron

Potentialschwelle
потенциальный барьер
potential barrier
barrière de potentiel

Potentialwall
потенциальный барьер
potential wall
barrière de potentiel

Proton
протон
proton
proton

Quelle
источник
source
source

radioaktive Familie
радиоактивный ряд
radioactive serie
série (famille) radioactive

radioaktiver Zerfall
радиоактивный распад
radioactive decay, disintegration
désintegration atomique

radioaktives Gleichgewicht
радиоактивное равновесие
radioactive equilibrium
équilibre radioactive

Radioaktivität
радиоактивность
radioactivity
radioactivité, transmutation spontanée

Reichweite
пробег
range
parcours

relativistischer Massenzuwachs
релятивистское приращение массы
relativistic mass increase
variation de la masse avec la vitesse

Resonanzeinfang
резонансное поглощение
resonance capture
capture par résonance

Rückstoß
отдача
recoil
recul

Ruhemasse
масса покоя
rest mass
masse au repos

Schauer
ливни
showers, cascades
gerbes cosmiques

Skala (physikalische, chemische)
шкала (физическая, химическая)
scale (physical, chemical)
échelle (physique, chimique)

spaltbare Stoffe
вещество, способное расщепляться
fissionable material
corps fissibles

Spaltungsprodukte
продукты расщепления
fission products
fragments de fission

spezifische Ionisation
удельная ионизация
specific ionization
ionisation spécifique

Spin
спин
spin
spin

Spitzenzähler
острийный счётчик
point counter
compteur à pointe chargée

Strahlenbündel
пучок лучей
beam
faisceau

Strahler
излучатель
emitter
émetteur

Strahlung
излучение
radiation
rayonnement

Stoß
удар
impact
impact, coup

Streuung
рассеяние
scattering
diffusion

Teilchen
частица
particle
particule

Transurane
трансурановые элементы
transuranium elements
éléments transuraniens

Umwandelung
превращение
transmutation
transmutation

ungerade
нечётные
odd
impair

Vernichtungsstrahlung
излучение при аннигиляции
annihilation radiation
rayonnement d'annihilation

Volumenenergie
объемная энергия
volume energy
énergie d'espace

Wellenlänge
длина волны
wave length
longueur d'onde
Wirkungsquerschnitt (Absorptions-, Streuungs-)
эффективное сечение (поглощения, рассеяния)
cross section (capture-, scattering-)
section efficace (de capture, de diffusion élastique)

Zerfallsenergie
энергия распада
disintegration energy
énergie de désintégration
Zerfallskonstante
константа распада
decay constant
constante radioactive
Zerfallsprodukt
продукт распада
decay product
produit de désintégration

I 2. Russisch-deutsch

α-лучи
Alpha-Strahlen
аннигиляции, излучение при
Vernichtungsstrahlung
атомов, тормозная способность
atomares Bremsvermögen
атомный вес
Atomgewicht
атомное ядро
Atomkern
барьер, потенциальный
Potentialschwelle - Potentialwall
β-лучи
Beta-Strahlen
вещество, способное расщепляться
spaltbare Stoffe
Вильсона камера
Nebelkammer
внутренняя конверсия
innere Umwandlung
возбуждение
Anregung
возбужденное состояние
angeregter Zustand
волны, длина
Wellenlänge
вращающий момент
Drehmoment
вращение, собственное
Eigenrotation

γ-лучи
Gamma-Strahlen
Гейгера-Мюллера счётчик
Geiger-Müller-Zählrohr

дейтерон; дейтон
Deuteron
дефект массы
Massendefekt
длина свободного пробега (средняя)
freie Weglänge (mittlere)
доза
Dosis
единица массы
Masseneinheit

замедлитель
Moderator
заряд, элементарный электрический
Elementarladung
заряд ядра
Kernladung
захват К-электронов
K-Einfang

излучатель
Strahler
излучение
Strahlung

излучение, каскадное
Kaskadenstrahlung
излучение, космическое
Höhenstrahlung - kosmische Strahlung
излучение при аннигиляции
Vernichtungsstrahlung
излучение, тормозное
Bremsstrahlung
изобары
Isobare
изодозы
Isodosen
изомерия
Isomerie
изомерный переход
isomerer Übergang
изотоны
Isotone
изотопы
Isotope
ионизационная камера
Ionisationskammer
ионизация, удельная
spezifische Ionisation
искусственная радиоактивность
künstliche Radioaktivität
источник
Quelle

камера Вильсона
Nebelkammer
камера, ионизационная
Ionisationskammer
каналовые лучи
Kanalstrahlen
каскадное излучение
Kaskadenstrahlung
конверсия, внутренняя
innere Umwandlung
константа распада
Zerfallskonstante
космическое излучение
Höhenstrahlung - kosmische Strahlung
К-электронов захват
K-Einfang
коэффициент поглощеиня, линейный
linearer Absorptionskoeffizient
коэффициент поглощения, массовый
Massenabsorptionskoeffizient
коэффициент упаковки
Packungsanteil
край поглощения
Absorptionsbandenkante
кристаллический счётчик
Kristallzähler

ливни
Schauer
линейный коэффициент поглощения
linearer Absorptionskoefficient
лучей, пучок
Strahlenbündel
лучи, каналовые
Kanalstrahlen

магнетон
Magneton
масса покоя
Ruhemasse
массовое число
Massenzahl
массовый коеффициент поглощения
Massenabsorptionskoeffizient
массы, дефект
Massenspektrograph
массы дефект
Massendefekt
массы, единица
Masseneinheit
мезоны
Mesonen
момент, вращающий
Drehmoment

нейтрино
Neutrino
нейтроны, быстрые, медленные, тепловые
Neutronen, schnelle, langsame, thermische

иечётные
ungerade

иомер элемента, атомный порядковый
Ordnungszahl

иормальиое состояние
Grundzustand

нуклеоиы
Nukleonen, Kernteilchen

образоваиие пар
Bildung von Elektronenzwillingen

объемная энергия
Volumenenergie

острийиый счётчик
Spitzenzähler

отдача
Rückstoß

переход, изомерный
isomerer Übergang

периодическая система элементов
Periodensystem der Elemente

период полураспада
Halbwertszeit

плотность
Dichte

поверхиостиая энергия
Oberflächenenergie

поглощения в воздухе, эквивалент
Luftäquivalent

поглощение, резонансное
Resonanzeinfang

поглощения, край
Absorptionsbandenkante

позитрон
Positron

полуширииа
Halbwertsschicht (HWS)

порядковый номер элемента (атомиый)
Ordnungszahl

потенциальный барьер
Potentialschwelle

превращение
Umwandlung

предельиая толщина поглоцения
Grenzdicke

приращение массы, релятивистское
relativistischer Massenzuwachs

пробег
Reichweite

длиив своболного пробега (средняя)
freie Weglänge (mittlere)

пробег, средиий
mittlere Reichweite

продолжительность жизии, средняя
mittlere Lebensdauer

продукт распада
Zerfallsprodukt

продукты расщепления
Spaltungsprodukte

протон
Proton

путь
Bahn

пучок лучей
Strahlenbündel

радиоактивное равновесие
radioaktives Gleichgewicht

радиоактивность
Radioaktivität

радиоактивность, искусствеиная
künstliche Radioaktivität

радиоактивный распад
radioaktiver Zerfall

радиоактивный ряд
radioaktive Reihe

распада, коистаита
Zerfallskonstante

распада, продукт
Zerfallsprodukt

распада, энергия
Zerfallsenergie

распределение энергии
Energieverteilung

рассеяиие
Streuung

расцепление ядер
Kernspaltung

расщепления, продукты
Spaltungsprodukte
реактор (котел), ядерный
Kernreaktor
реакция, цепная
Kettenreaktion
реакция, экзоэргическая
exoergische Reaktion
реакция, эндоэргическая
endoergische Reaktion
реакции, ядерные
Kernreaktionen
релятивистское приращение массы
relativistischer Massenzuwachs

связи, энергия
Bindungsenergie
сечение (поглощения, рассеяния, еффективное)
Wirkungsquerschnitt (Absorptions-, Streuungs-)
скорость света
Lichtgeschwindigkeit
слои — оболочки, электронные
Elektronenschalen
собственное вращение
Eigenrotation
составляющая, жёсткая, мягкая
Komponente, harte, weiche
состояние, возбуждённое
angeregter Zustand
состояние, нормальное
Grundzustand
столкновение; соударение, удар
Zusammenstoß; Anstoß
спин
Spin
средний пробег
mittlere Reichweite
средняя продолжительность жизни
mittlere Lebensdauer
соударение, удар, столкновение
Zusammenstoß; Anstoß
счётчик Гейгера-Мюллера
Geiger-Müller-Zählrohr
счетчик, кристаллическин
Kristallzähler
счетчик, острийный
Spitzenzähler

способность атомов, тормозная
atomares Bremsvermögen

тормозное излучение
Bremsstrahlung
трансурановые элементы
Transurane

удар
Stoß
удельная ионизация
spezifische Ionisation
упаковки, коэффициент
Packungsanteil

физика, ядерная
Kernphysik
цепная реакция
Kettenreaktion
частица
Teilchen
частицы, элементарные
Elementarteilchen
чётные
gerade
число, массовое
Massenzahl

шкала, физическая, химическая
Skala, physikalische, chemische

эндоэргическая реакция
endoergische Reaktion
электронные слои — оболочки
Elektronenschalen
элементарный электрический заряд
Elementarladung
экзоэргическая реакция
exoergische Reaktion
энергия, объемная
Volumenenergie
энергия, поверхностная
Oberflächenenergie
энергиа распада
Zerfallsenergie
эффективное сечѐние (поглощения, рассеяния)
Wirkungsquerschnitt (Absorptions-, Streuungs-)

ядер, расщепление
Kernspaltung
ядерная физика
Kernphysik
ядерные реакции
Kernreaktion
ядерный реактор (котел)
Kernreaktor
ядра, заряд
Kernladung
ядро, атомное
Atomkern

I 3. Englisch-deutsch

absorption limit (edge)
Absorptionsbandenkante
air equivalent
Luftäquivalent
alpha rays
Alpha-Strahlen
angular momentum
Drehmoment
annihilation radiation
Vernichtungsstrahlung
artificial radioactivity
künstliche Radioaktivität
atomic nucleus
Atomkern
atomic number
Ordnungszahl
atomic stopping power
atomares Bremsvermögen
atomic weight
Atomgewicht
average lifetime
mittlere Lebensdauer

beam
Strahlenbündel
beta rays
Beta-Strahlen
binding energy
Bindungsenergie
Bremsstrahlung
Bremsstrahlung

canal rays
Kanalstrahlen
cascades, showers
Schauer
cascade radiation
Kaskadenstrahlung
chain reaction
Kettenreaktion
cloud chamber
Nebelkammer
collision
Zusammenstoß, Anstoß
component (hard, soft)
Komponente (harte, weiche)
cosmic radiation
Höhenstrahlung - kosmische Strahlung
cross section (capture-, scattering-)
Wirkungsquerschnitt (Absorptions-, Streuungs-)
crystal counter
Kristallzähler

decay constant
Zerfallskonstante
decay product
Zerfallsprodukt
density
Dichte
deuteron
Deuteron
disintegration energy
Zerfallsenergie
dose
Dosis

eigen rotation
Eigenrotation
electron
Elektron
electronic charge
Elementarladung
electron shells
Elektronenschalen

emitter
  Strahler
endoergic reaction
  endoergische Reaktion
energy distribution
  Energieverteilung
even
  gerade
excitation
  Anregung
excited state
  angeregter Zustand
exoergic reaction
  exoergische Reaktion

fissionable material
  spaltbare Stoffe
free path (mean)
  freie Weglänge (mittlere)
fundamental particles
  Elementarteilchen

gamma rays
  Gamma-Strahlen
Geiger-Müller counter (-tube)
  Geiger-Müller-Zählrohr
ground state
  Grundzustand

half life
  Halbwertszeit
half-thickness
  Halbwertsschicht (HWS)

impact
  Stoß
internal conversion
  innere Umwandlung
ionization chamber
  Ionisationskammer
isobars
  Isobare
isodoses
  Isodosen
isomeric transition
  isomerer Übergang
isomerism
  Isomerie
isotones
  Isotone
isotopes
  Isotope

K-capture
  K-Einfang

linear absorption coefficient
  linearer Absorptionskoeffizient

magneton
  Magneton
mass-absorption coefficient
  Massenabsorptionskoeffizient
mass defect
  Massendeffekt
mass number
  Massenzahl
mass spectrograph
  Massenspektrograph
mass unit
  Masseneinheit
mean range
  mittlere Reichweite
mesotrons- mesons
  Mesonen
moderator
  Moderator

neutrino
  Neutrino
neutrons (fast, slow, thermal)
  Neutronen (schnelle, langsame, thermische)
nuclear charge
  Kernladung
nuclear fission
  Kernspaltung
nuclear physics
  Kernphysik
nuclear reaction
  Kernreaktion
nucleons
  Nukleonen, Kernteilchen

odd
  ungerade

packing fraction
Packungsanteil
pair production
Bildung von Elektronenzwillingen
particle
Teilchen
path
Bahn
periodic table of elements
periodisches System der Elemente
pile - nuclear reactor
Kernreaktor
point counter
Spitzenzähler
proton
Proton
positron
Positron
potential barrier
Potentialschwelle
potential wall
Potentialwall

radiation
Strahlung
radioactive equilibrium
radioaktives Gleichgewicht
radioactive decay, disintegration
radioaktiver Zerfall
radioactive serie
radioaktive Familie
radioactivity
Radioaktivität
range
Reichweite
recoil
Rückstoß
relativistic mass increase
relativistischer Massenzuwachs
resonance capture
Resonanzeinfang
rest mass
Ruhemasse

scale (physical, chemical)
Skala (physikalische, chemische)
scattering
Streuung
showers, cascades
Schauer
source
Quelle
specific ionization
spezifische Ionisation
spin
Spin
stopping power, atomic
atomares Bremsvermögen
surface energy
Oberflächenenergie

thickness just penetrable
Grenzdicke
transmutation
Umwandelung
transuranium elements
Transurane

velocity of light
Lichtgeschwindigkeit
volume energy
Volumenenergie

wave length
Wellenlänge

I 4. Französisch-deutsch

barrière de potentiel
Potentialwall
capture d'électron „K“
K-Einfang
capture par résonance
Resonanzeinfang
chambre à détente
Nebelkammer
chambre d'ionization
Ionisationskammer
charge électronique
Elementarladung

charge nucléaire
Kernladung
choc, collision
Zusammenstoß, Anstoß
coefficient d'absorption linéaire
linearer Absorptionskoeffizient
coefficient d'absorption massique
Massenabsorptionskoeffizient
collision
Zusammenstoß, Anstoß
composante (dure, molle)
Komponente (harte, weiche)
compteur à cristal
Kristallzähler
compteur à pointe chargée
Spitzenzähler
constante radioactive
Zerfallskonstante
conversion interne
innere Umwandlung
corps fissibles
spaltbare Stoffe
couches d'électrons, cortège
Elektronenschalen
impact, coup
Stoß

densité
Dichte
désintégration atomique
radioaktiver Zerfall
deuton
Deuteron
diffusion
Streuung
dose
Dosis

échelle (physique, chimique)
Skala (physikalische, chemische)
électron, négatron
Elektron
éléments transuraniens
Transurane
émetteur
Strahler
énergie de désintégration
Zerfallsenergie
énergie de liaison
Packungsanteil
énergie d'espace
Volumenenergie
énergie de surface
Oberflächenenergie
épaisseur-moitié
Halbwertsschicht (HWS)
épaisseur pour l'absorption complète
Grenzdicke
équilibre radioactive
radioaktives Gleichgewicht
èquivalent en pouvoir d'arrêt à 1 cm d'air
Luftäquivalent
état initial excité
angeregter Zustand
état stationnaire
Grundzustand
excitation
Anregung

faisceau
Strahlenbündel
fission nucléaire
Kernspaltung
fragments de fission
Spaltungsprodukte

gerbes cosmiques
Schauer

impact, coup
Stoß
impair
ungerade
ionisation spécifique
spezifische Ionisation
isobares
Isobare
isodoses
Isodosen
isomerie
Isomerie
isotopes
Isotope
isotones
Isotone

libre, parcours (moyen)
freie Weglänge (mittlere)

limite d'absorption
  Absorptionsbandenkante
longueur d'onde
  Wellenlänge

magnéton
  Magneton
masse au repos
  Ruhemasse
moderateur
  Moderator
mésons
  Mesonen
moment rotatif
  Drehmoment

électron, négatron
  Elektron
neutrino
  Neutrino
neutrons (rapides, lents, thermiques)
  Neutronen (schnelle, langsame, thermische)
niveau de base, niveau stable
  Grundzustand
noyau atomique
  Atomkern
nucléons
  Nukleonen, Kernteilchen
numéro atomique
  Ordnungszahl
numéro massique
  Massenzahl

pair
  gerade
parcours
  Reichweite
parcours corrigé
  mittlere Reichweite
particule
  Teilchen
particules fondamentales
  Elementarteilchen
période
  Halbwertszeit
perte de masse
  Massendefekt
physique nucléaire
  Kernphysik
pile - réacteur
  Kernreaktor
poid atomique
  Atomgewicht
positron
  Positron
pouvoir d'arrêt atomique
  atomares Bremsvermögen
production de paires
  Bildung von Elektronenzwillingen
produit de désintégration
  Zerfallsprodukt
proton
  Proton

radioactivité, transmutation spontanée
  Radioaktivität
radioactivité artificielle, transmutation provoquée
  künstliche Radioaktivität
rayonnement
  Strahlung
rayonnement cosmique
  Höhenstrahlung - kosmische Strahlung
rayonnement d'annihilation
  Vernichtungstrahlung
rayonnement de cascade
  Kaskadenstrahlung
rayonnement résultant par l'interaction des électrons de grande vitesse avec le champ entourant le noyau atomique
  Bremsstrahlung
rayons alpha
  Alpha-Strahlen
rayons beta
  Beta-Strahlen
rayons canaux
  Kanalstrahlen
rayons gamma
  Gamma-Strahlen
réacteur - pile
  Kernreaktor
réaction en chaîne
  Kettenreaktion
réaction endoergique
  endoergische Reaktion

réaction exoergique
  exoergische Reaktion
réaction nucléaire
  Kernreaktion
recul
  Rückstoß
répartition de l'énergie
  Energieverteilung
rotation propre
  Eigenrotation

section efficace (de capture, de diffusion élastique)
  Wirkungsquerschnitt (Absorptions-, Streuungs-)
série (famille) radioactive
  radioaktive Familie
spectrographe de masse
  Massenspektrograph
spin
  Spin
source
  Quelle

tableau périodique des éléments
  periodisches System der Elemente
trajectoire
  Bahn
transition isomérique
  isomerer Übergang
transmutation
  Umwandelung
transmutation spontanée, radioactivité
  Radioaktivität
tube compteur Geiger-Müller
  Geiger-Müller-Zählrohr

unité de masse
  Masseneinheit

variation de la masse avec la vitesse
  relativistischer Massenzuwachs
vie moyenne
  mittlere Lebensdauer
vitesse de la lumière
  Lichtgeschwindigkeit

K. Sachregister